

Ein Beitrag zum Phänomen des Überganges Deflagration-Detonation *)

Norbert Brehm und F. Mayinger

Summary

A contribution to the phenomena of transition from deflagration to detonation

A combined theoretical and experimental effort is made to improve the understanding of the phenomena if deflagration turns into detonation. It is shown that the sudden transition from deflagration to detonation (DTT) as observed frequently in experiments can be explained by a thermo-fluiddynamic instability of the flame. It was made evident by theoretical analysis that the flame propagation can become unstable with respect to its pressure fluctuations and that a shock-wave can be produced if a certain heat addition in the flame is exceeded by its chemical reaction. This sudden formation of a shock-wave, being the necessary condition for the transition from deflagration to detonation, could be pointed out in the experiments. Based on the theory of the thermo-fluiddynamic instability a boundary for the transition from deflagration to detonation was defined in a second step and experimentally verified in measurements with gas mixtures consisting of the three substances H_2 -air-steam. This boundary separates mixtures of burnable gases in concentrations for which a transition from deflagration to detonation can be excluded and in others for which a transition under certain geometrical conditions is possible.

*) Die Arbeit wurde aus Mitteln des Bundesministers für Forschung und Technologie im Rahmen der Reaktorsicherheitsforschung gefördert. Die Verfasser danken für die finanzielle Unterstützung.

© Copyright

Die Zeitschrift und alle in ihr enthaltenen Beiträge und Abbildungen sind urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung außerhalb der engen Grenzen des Urheberrechtsgesetzes ist ohne Zustimmung des Verlags unzulässig und strafbar. Das gilt insbesondere für Vervielfältigungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen und die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronischen Systemen.

IMPRESSUM

Herausgeber
Verein Deutscher Ingenieure



Redaktionsbeirat
Prof. Dr. Drs. h.c. John H. Argyris,
Stuttgart
Prof. Dr.-Ing. Hans Dieter Bæhr,
Hannover
Prof. Dr. h.c. Dr.-Ing. Heinz Brauer,
Berlin
Prof. Dr.-Ing. Helmut E. Siekman,
Berlin

Redaktion
Dipl.-Ing. Joachim Zillmann

Anschrift:
VDI-Verlag GmbH,
Redaktion Forschung
Resselsteig 3, 1000 Berlin 45
Telefon (030) 7726800

Für unverlangt eingesandte Manuskrip-
te kann keine Gewähr übernommen
werden.

Verlag
VDI-Verlag GmbH, Verlag des Vereins
Deutscher Ingenieure, Postfach 8228
Heinrichstraße 24,
4000 Düsseldorf 1
Telefon (0211) 6188-0, Telex 8587743
Telefax (0211) 6188112
Telegrammadresse: Ingenieurverlag
Postgirokonto Essen 1651-435,
BLZ 36010043

Geschäftsführer: Dr. Bernd Kröger
Dipl.-Kfm. Joachim Dorfs

Jahresbezugspreise:

Forschung im Ingenieurwesen (6 Hefte)
In- und Ausland: 479,- DM, VDI-Mit-
glieder 431,10 DM

zuzüglich Versandkosten ab Verlagsort:
Inland DM 9,-
Ausland DM 15,-

Luftpost auf Anfrage
Einzelheftpreis: 84,- DM, VDI-Mit-
glieder 75,60 DM
zuzüglich Versandkosten ab Verlagsort.

VDI-Forschungshefte (6 Hefte)

In- und Ausland: 656,- DM, VDI-Mit-
glieder 590,40 DM

zuzüglich Versandkosten ab Verlagsort:
Inland DM 9,-
Ausland DM 15,-

Luftpost auf Anfrage
Einzelheftpreis: 109,- DM, VDI-Mit-
glieder 98,10 DM
zuzüglich Versandkosten ab Verlagsort.

Forschung im Ingenieurwesen und VDI-Forschungshefte (6 x 2 Hefte)

In- und Ausland: 994,- DM, VDI-Mit-
glieder 894,60 DM

Alle Preise zuzüglich Versandkosten ab
Verlagsort:

Inland DM 18,-
Ausland DM 24,-

Luftpost auf Anfrage
Die Preise im Inland enthalten 7%
Mehrwertsteuer.

Satz: Univ.-Druckerei H. Stürtz AG,
Würzburg

Druck: H. Fuck, Koblenz

ISBN 3-18-850653-8

INHALT/CONTENTS

1. Einleitung	3
2. Eindimensionales Reaktionsfrontmodell	5
2.1 Reaktionsfrontgleichungen	5
2.2 Brenngeschwindigkeitsmodell für die Flamme	9
3. Druckwellenerzeugung an einer Deflagration	11
3.1 Unterkritische Flamme	11
3.2 Kritische Flamme	11
4. Stabilitätsanalyse der Deflagrationslösung	12
4.1 Rückkopplungsmechanismus zwischen der Flamme und den ausgesandten Druckstörungen	12
4.2 Stabilitätskriterien	13
4.3 Stabilitätsanalyse für H ₂ -Luft- Wasserdampf-Gemische	13
4.4 Definition einer Grenze für den Übergang Deflagration-Deto- nation	15
4.5 Zusammenhang zwischen der Grenze für den Übergang Defla- gration-Detonation, der kritischen und der laminaren Brennge- schwindigkeit	16
5. Experimente zum Übergang von der Deflagration in die Detonation im Explosionsrohr ohne Einbauten	17
5.1 Versuchsaufbau - Explosionsrohr	17
5.2 Meßtechnik	18
5.3 Messung der Reaktionsfrontgeschwindigkeit über der Rohr- länge in stöchiometrischem H ₂ -Luft-Gemisch	20
5.4 Diskussion der Vorgänge beim Übergang von der Deflagration in die Detonation	20
6. Bestimmung der Grenzen für den Übergang Deflagration-Detonation in H ₂ -Luft-Wasserdampf-Gemischen	23
6.1 Versuchsaufbau	24
6.2 Im Explosionsrohr mit eingebauten Turbulenzerzeugern gemessene Reaktionsfrontgeschwindigkeiten	24
6.3 Einfluß verschiedener Parameter auf die Grenze für den Über- gang Deflagration-Detonation	29
6.4 Grenze für den Übergang Deflagration-Detonation im Drei- stoffdiagramm für Wasserstoff-Luft-Wasserdampf	31
7. Übertragbarkeit der Ergebnisse	31
8. Schlußbemerkung	33
9. Formelzeichen	33
10. Literatur	34

1. Einleitung

Bei Explosionen lassen sich zwei prinzipielle Erscheinungsformen unterscheiden, die Deflagration und die Detonation. Bei diesen Verbrennungsarten spielt die Gasdynamik die entscheidende Rolle. Die chemische Umsetzung über die Reaktionskinetik stellt eine innere Wärmequelle dar, die von der Gasdynamik selbst wieder beeinflusst wird. Für viele Untersuchungen kann deshalb die chemische Umsetzung durch ein einfaches Modell erfaßt werden oder durch eine empirische Beziehung in die Berechnung eingehen. Die markantesten Unterschiede der Deflagration und der Detonation bestehen darin, daß der Druckanstieg bei einer Deflagration relativ langsam abläuft und der Maximaldruck unter dem adiabaten Verbrennungsdruck liegt, die Detonation dagegen mit einer stoßförmigen Druckerhöhung verbunden ist, deren Maximum ein Mehrfaches des adiabaten Verbrennungsdruckes beträgt. Die Vermeidung von Detonationen ist deshalb für die Sicherheitstechnik sehr wichtig.

Die Entstehung einer Detonation setzt eine Stoßwelle voraus, hinter der die Bedingungen für die Selbstzündung erreicht werden. Diese Bedingungen für die Selbstzündung werden z.B. bei F. Mayinger und N. Brehm [66] näher beschrieben. Wird eine derartige Stoßwelle nicht von der Flamme erzeugt, sondern durch irgendeinen externen Vorgang und durch diese Stoßwelle im Brenngas eine Detonation hervorgerufen, so spricht man von direkter Initiierung einer Detonation.

Eine Deflagration, deren Explosionsverlauf relativ gutmütig ist, kann unter gewissen Umständen in eine Detonation übergehen. Die Entstehung einer Detonation setzt eine Stoßwelle voraus, die beim Übergang von der Deflagration in die Detonation von der Flamme selbst erzeugt werden muß. Die Selbstzündung hinter der Stoßwelle kann dabei von den in der Flamme vorhandenen Radikalen beeinflusst werden. Sie geht im allgemeinen von einem begrenzten Volumen aus, das als „hot spot“ bezeichnet wird. Diese lokale Explosion breitet sich in dem durch die Stoßwelle komprimierten Gas aus.

In einer Reihe von Arbeiten wurde der Übergang von der Deflagration in die Detonation in langgestreckten Rohren untersucht. Um den Einfluß der Wand möglichst gering zu halten, wurde die Rohrrinnenfläche bei diesen Versuchen im allgemeinen poliert. Unter diesen Versuchsbedingungen wird die Flamme im wesentlichen durch am geschlossenen Rohrende reflektierte Druckwellen beschleunigt. Dabei baut sich im Brenngas vor der Flamme kontinuierlich und relativ langsam eine Stoßwelle auf, die von der Flamme wegläuft. Die Selbstzündung mit dem anschließenden sprunghaftigen Einsetzen der Detonation tritt dann im Bereich zwischen Stoßwelle und Flamme auf. Der Anlaufweg bis zu diesem Übergang ist hierbei meist sehr lang, und die Flammengeschwindigkeiten kurz vor dem Übergang sind sehr hoch. Experimentelle Verläufe der Flammengeschwindigkeit und der Stoßwellenstärke wurden von A.K. Oppenheim [72], J. Kurylo [52], F. Bartlmä [7] und Zhen-Huan Teng [16] unter Annahme einer bekannten Brenngeschwindigkeit, die im Abschn. 2 definiert ist, nachgerechnet. Die Berechnung derartiger Vorgänge ist als Riemann-Problem der Gasdynamik bekannt. Der Sprung von der Deflagration in die Detonation wird bei diesen Rechnungen dann vollzogen, wenn das Riemann-Problem keine Deflagrationslösung mehr hat, und die Detonation die mathematisch einzig mögliche Lösung ist. Auf den physikalischen Hintergrund für diesen Sprung in die Detonation wird dabei

nicht näher eingegangen. Allgemeine Rückschlüsse auf nicht streng eindimensionale Flammenausbreitungsvorgänge sind deshalb nicht möglich. Der Mechanismus des Übergangs von der Deflagration in die Detonation, wie er in langen, sehr glatten Rohren auftritt, ist aber nicht auf mehrdimensionale Systeme zu übertragen, da dort die Stoßwelle vor der Flamme durch das Weglaufen von dieser sehr schnell schwächer wird und das Brenngas nicht zur Selbstzündung bringen kann.

Versuche in rauen Rohren und in Rohren mit Hindernissen haben gezeigt, daß die Turbulenzen, die durch die Rauigkeit ins Brenngas gebracht werden, die Brenngeschwindigkeit und somit die zeitliche Wärmezufuhr in der Flamme sehr stark erhöhen. Die hohen Flammenbeschleunigungen in diesen Versuchen werden dabei im wesentlichen durch die starken Turbulenzen hervorgerufen, die Stoßreflexion am Rohrende spielen dabei, im Gegensatz zum sehr glatten Rohr, eine untergeordnete Bedeutung. Derartige Versuche wurden z.B. von W.R. Chapman und R.V. Wheeler [21], E. Schmidt [80] und K.I. Shchelkin [85] durchgeführt. Neuere systematische Untersuchungen zur Flammenbeschleunigung in Hindernisstrecken wurden von J.H.S. Lee [57] veröffentlicht. Bei diesen Meßergebnissen, die in Abschn. 6.3 noch genauer diskutiert werden, da sie unmittelbar mit eigenen Versuchsergebnissen vergleichbar sind, fällt vor allem auf, daß sich der Druck vor der Flamme und die stationäre Flammengeschwindigkeit in der Hindernisstrecke bei einer bestimmten geringen Änderung der Brennstoffkonzentration sprunghaft erhöhen. Dies weist auf eine Veränderung im Verbrennungsprozeß hin, die sprunghaft beim Erreichen eines bestimmten Verbrennungszustandes auftritt, der unterhalb einer Grenzbrennstoffkonzentration nicht erreicht werden kann. Der Übergang von der Deflagration in die Detonation in rauen Rohren läuft auf sehr kurzem Anlaufweg ab, wobei die Rauigkeit eine wesentliche Rolle spielt. Die hierbei auftretenden Phänomene sind dabei offensichtlich sehr verschieden von denen in sehr glatten Rohren.

Nachdem der starke Einfluß der Turbulenzen auf die Flammenbeschleunigung erkannt worden war, wurden Versuche zum Übergang von der Deflagration in die Detonation in großen Behältnissen mit turbulenz erzeugenden Einbauten durchgeführt. Da das Auftreten einer sich selbst erhaltenden Detonation, wie sie im Abschn. 2.1 erklärt wird, stark von der Behältergröße abhängt, wurden diese Versuche in Dimensionen durchgeführt, die für viele Anwendungsfälle realistisch sind. Großversuche zum Übergang von der Deflagration in die Detonation wurden z.B. von M.P. Sherman [86] und H. Pförtner [76] durchgeführt. Auffallend bei diesen Versuchsergebnissen ist, daß die Übergänge bei niedrigen Flammengeschwindigkeiten und Druckniveaus stattfanden. Außerdem fanden sie an Stellen in der Anlage statt, an denen die Turbulenzen im Gas sehr hoch waren. Die Versuche von Pförtner wurden in einem teilverdämmten Kanal mit einem turbulenz erzeugenden Gebläse durchgeführt. Nachdem die Flamme durch das Gebläse gelaufen war, trat nach einigen Metern ein Übergang in die Detonation auf, der von der turbulenten Grenzschicht am Boden des Kanals ausging. Die Versuche von Sherman in einem 2 m hohen Kanal zeigten einen Übergang an einem Einbau im Kanal, der aus einem stehenden Durchmischungsgebläse bestand. Eine Teilöffnung der Kanalabdeckung bewirkte einen schnelleren Übergang in die Detonation, und zwar in der turbulenten Zone an den Öffnungen. Im Kanal mit eingebauten Hindernissen wurden ebenfalls Übergänge in die Detonation von niedrigen Flammengeschwindigkeits- und Druckniveaus aus nachgewiesen.

Der physikalische Hintergrund für dieses plötzliche Auftreten des Überganges von der Deflagration in die Detonation

Dr.-Ing. N. Brehm, Motoren und Turbinen-Union, München, und Univ.-Prof. Dr.-Ing. F. Mayinger, Lehrstuhl A für Thermodynamik der TU München.

Überarbeitete Fassung der von der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Universität München genehmigten Dissertation des erstgenannten Verfassers.

war bislang noch nicht geklärt. Das sprunghafte Auftreten des Übergangs weist aber wiederum auf das Erreichen eines bestimmten Verbrennungszustandes hin, der zum spontanen Aufbau einer Stoßwelle und letztlich zum Übergang in die Detonation führt.

Ein Übergang in die Detonation ist auch in einem turbulenten Freistrahle von heißen Verbrennungsprodukten, der in das Brenngas strömt, möglich. Ein derartiger Freistrahle kann dadurch erzeugt werden, daß eine Flamme den Druck in einem Behälter ansteigen läßt und durch eine kleine Öffnung in einen angeschlossenen Raum übertritt, der mit Brenngas gefüllt ist. Im turbulenten Freistrahle der Flamme und der Verbrennungsprodukte im Brenngas kann es zu einem Übergang in die Detonation kommen. Experimente zur Freistrahlezündung in kleinem Maßstab wurden z.B. von R. Knystautas [49] durchgeführt. D. Pangritz [73] machte Versuche in Rohren mit Blenden mit kleinen Öffnungsverhältnissen. Großräumige Versuche wurden von M. Schildknecht [79], H. Pfortner [76] und I.O. Moen [70] durchgeführt. Der Übergang in die Detonation findet bei diesen Versuchen am leichtesten an Einbauten statt, an denen zusätzliche Turbulenzen auftreten. Die Versuche von I.O. Moen zeigen Lösch-Zünd-Vorgänge, bei denen die hochturbulente Flamme nach dem Eindringen in den großen mit Brenngas gefüllten Raum teilweise erlischt, um dann zu zünden und sehr schnell in eine Detonation überzugehen.

In einer zusammenfassenden Arbeit über Experimente zum Übergang von der Deflagration in die Detonation stellt M. Berman [14] zusammenfassend fest, daß das fundamentale Verständnis für diese plötzlichen Übergänge, wie sie an hochturbulenten Flammen auftreten, zur Zeit noch nicht vorhanden sei. Einflüsse auf den Übergang hätten offensichtlich die geometrischen Formen, die Größe der Anlage, die Anwesenheit von Hindernissen, die Gemischkonzentration und die Art der Zündung.

Eine erste Modellvorstellung für diesen sprunghaften Übergang wurde von J.H.S. Lee [57] entwickelt, die unter der Bezeichnung „Swacer“ in die Literatur einging. Swacer ist die Abkürzung für „Shock Wave Amplification by Coherent Energy Release“. Gefunden wurde dieser Swacer-Mechanismus bei Versuchen zum Übergang in die Detonation in mit UV-Licht bestrahltem und gezündetem Brenngas (J.H.S. Lee [56]). Bringt man durch die UV-Bestrahlung einen geeigneten Radikalengradienten in das Brenngas, so wird die bei der Zündung erzeugte Druckstörung beim Durchlaufen der nächstweniger bestrahlten Bereiche durch kohärente Energiefreisetzung dauernd verstärkt. Die kohärente Energiefreisetzung wird durch die Zündung des durch die Bestrahlung vorbereiteten Gases durch die Druck- bzw. Stoßwelle bewirkt. Die Reaktionsfront läuft dabei zusammen mit der sich aufbauenden und verstärkenden Stoßwelle. Für den spontanen Übergang von der Deflagration in die Detonation an turbulenten Flammen wird von Lee gefordert, daß sich in der turbulenten Mischzone der Flamme ein geeigneter Radikalengradient bilden muß, bei dessen Durchlaufen eine Druckwelle durch kohärente Zündung zu einer Stoßwelle wird, die dann im Brenngas eine Detonation initiiert. Mit dieser Modellvorstellung, die jedoch nur aus dem bereits beschriebenen stark abstrahierten Experiment abgeleitet wurde, kann das plötzliche Entstehen einer Stoßwelle und der daraus resultierende Übergang in die Detonation qualitativ erklärt werden. Unklar bleiben bei dieser Vorstellung jedoch die Einzelheiten, wie sich in einer turbulenten Flamme ein spezieller Radikalengradient von geeigneter Größe und Lebensdauer einstellen soll.

Die vorliegende Arbeit geht dagegen von der Idee aus, daß die spontane Bildung einer Stoßwelle beim Übergang von

der Deflagration in die Detonation durch eine thermofluidynamische Instabilität der Flamme verursacht wird. Die Vorstellung wird im Abschn. 2., 3. und 4. theoretisch verifiziert. Aufbauend auf diese thermofluidynamische Instabilität wird im Abschn. 4.4 eine Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation definiert; die Brenngasgemische festlegt, welche nicht in die Detonation übergehen können. Abschn. 5. und 6. enthalten den experimentellen Teil der Arbeit, in dem die spontane Bildung einer Stoßwelle vor einer Deflagration untersucht, und die Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation für das Dreistoffgemisch Wasserstoff-Luft-Wasserdampf gemessen wurde. Zur theoretischen Untersuchung der Stabilität einer Deflagration wurde die Flamme mit dem bekannten und bei F. Bartlmä [6] sehr gut beschriebenen, eindimensionalen Reaktionsfrontmodell als „black box“-System modelliert. Dieses eindimensionale Modell liefert eine stationäre Deflagrations- und Detonationslösung. Die Detonationslösung enthält für den Sonderfall, daß die Wärmezufuhr Null wird, die Gleichungen für den Verdichtungsstoß. Zur theoretischen Erklärung einiger im Versuch gewonnenen Meßergebnisse wurde das eindimensionale Reaktionsfrontmodell auf die Strömung mit Reibung erweitert. Die sehr komplexen Vorgänge in der Flamme wurden durch ein einfaches turbulentes Brenngeschwindigkeitsmodell beschrieben. Die gesamte Reaktionskinetik der Verbrennung geht in dieses Modell über; eine empirische Beziehung für die laminare Brenngeschwindigkeit ein. Das bekannte Oberflächenmodell, das z.B. bei F. Bartlmä [6] beschrieben wird, mußte jedoch für die Definition einer Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation dahingehend erweitert werden, daß es qualitativ Löschvorgänge bei hohen Turbulenzgraden erfassen kann. Diese Grundlagen zur Berechnung von Zustandsänderungen an einer Flamme und in einem Verdichtungsstoß enthält Abschn. 2. Der Vorgang der Erzeugung von Druckstörungen, die von einer Flamme bei einer Änderung der Wärmezufuhr ausgehen, wurde z.B. schon von R.A. Strehlow [95] und F. Bartlmä [6] untersucht und wird in Abschn. 3. beschrieben. Der Vorgang der Druckwellenerzeugung beim Überschreiten der kritischen Wärmezufuhr kann aber nicht nach diesem bekannten Verfahren berechnet werden. Die für diesen Fall hergeleiteten Formeln sind in Abschn. 3.2 zu finden. In Abschn. 4. wird die stationäre Deflagration auf ihr Stabilitätsverhalten in bezug auf eine von ihr ausgehende Druckstörung hin untersucht. Dazu wurde ein Rückkopplungsmechanismus zwischen der Flamme und einer Druckstörung entworfen und auf seine Stabilität hin analysiert. Wie schon erwähnt, enthalten Abschn. 5. und 6. den experimentellen Teil der Arbeit. Im Abschn. 7. wird die Allgemeingültigkeit und Übertragbarkeit der Ergebnisse auf andere Geometrien diskutiert.

Die numerische Auswertung des Stabilitätsansatzes und die Experimente wurden mit Wasserstoff-Luft-Wasserdampf-Gemischen durchgeführt, da die Arbeit im Rahmen eines vom BMFT finanzierten Forschungsvorhabens aus dem Bereich der Kernreaktorsicherheit entstand. Bei einem angenommenen Kernschmelzunfall entstehen erhebliche Mengen an Wasserstoff, die in den Sicherheitsbehälter gelangen. Da man von einer Zündung des Wasserstoffes in der Luft-Wasserdampf-Atmosphäre ausgehen kann, ist es wichtig, den physikalischen Vorgang zu kennen, der bei einem Übergang von der Deflagration in die Detonation die entscheidende Rolle spielt. Außerdem ist eine Gemischgrenze für die konservative Beurteilung des Überganges in eine Detonation sehr nützlich, die Gemische im Dreistoffsystem aus Wasserstoff-Luft-Wasserdampf festlegt, für die ein Übergang in die Detonation ausgeschlossen werden kann.

2. Eindimensionales Reaktionsfrontmodell

Die Zustandsänderung in einer Flamme oder allgemein an einer Reaktionsfront kann mittels eines eindimensionalen Modells beschrieben werden, solange eine Hauptströmungsrichtung im Gas existiert und die Änderungen der thermodynamischen und strömungsmechanischen Größen senkrecht zu dieser klein sind. Da im allgemeinen mehr oder weniger starke Abweichungen vom eindimensionalen Verhalten auftreten, kann man dieses Modell auch als quasi-eindimensional bezeichnen. Bei der Anwendung des eindimensionalen Modells muß natürlich im Einzelfall geprüft werden, ob es die Verhältnisse an der Flamme wenigstens im groben richtig beschreiben kann und inwieweit mehrdimensionale Vorgänge eine entscheidende oder für ein bestimmtes Phänomen sogar die entscheidende Rolle spielen. Die aus dem eindimensionalen Modell herleitbaren Reaktionsfrontgleichungen wurden für den reibungsfreien Fall von *F. Bartlmä* [6] ausführlich diskutiert. Da aber die in dieser Arbeit durchgeführten Stabilitätsbetrachtungen für die stationäre Deflagration direkt auf diese Reaktionsfrontgleichungen aufbauen, werden sie im folgenden eingehend beschrieben. Außerdem wird der Reibungseinfluß mit in die Betrachtung aufgenommen.

2.1 Reaktionsfrontgleichungen

Mit einer Koordinatentransformation vom Laborsystem auf das mitbewegte Koordinatensystem lassen sich die Zustandsänderungen an einer gleichmäßig schnell laufenden Reaktionsfront durch die stationären Erhaltungsgleichungen beschreiben. Die Transformationsgleichung lautet dabei

$$u = u_R + \bar{u} \quad (1)$$

mit u Absolutgeschwindigkeit des Gases mit Laborsystem, u_R Führungsgeschwindigkeit der Reaktionsfront, \bar{u} Relativgeschwindigkeit des Gases im mitgeführten Bezugssystem.

Das Koordinatensystem wird mit der Reaktionsfront mitgeführt und bewegt sich somit mit der sogenannten Führungsgeschwindigkeit u_R , die gleich der Geschwindigkeit der Reaktionsfront ist, Bild 1. Die thermodynamischen Zustandsgrößen bleiben in den beiden Bezugssystemen gleich.

Im Relativsystem, das mit der Führungsgeschwindigkeit u_R auf der Reaktionsfront mitbewegt wird, lauten die Erhaltungsgleichungen für eine gleichförmig bewegte Reaktionsfront, Bild 2:

Massenerhaltungssatz

$$\rho_1 \bar{u} = \rho_2 \bar{u}_2 \quad (2)$$

Impulserhaltungssatz

$$\rho_1 \bar{u}_1^2 + p_1 = \rho_2 \bar{u}_2^2 + p_2 + \Delta p_V \quad (3)$$

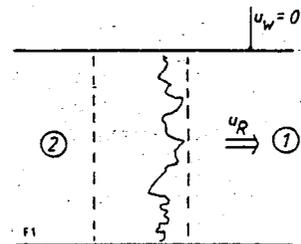
Energieerhaltungssatz

$$\frac{\bar{u}_1^2}{2} + e_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + q_{zu} = \frac{\bar{u}_2^2}{2} + e_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + q_{ab} \quad (4)$$

Um aus dem Zustand vor der Reaktionsfront, den Gleichgewichtszustand nach der Verbrennung berechnen zu können, wird noch eine Zustandsgleichung für das Gas benötigt. Ist die Dichte nicht allzu hoch, so kann die thermische Zustandsgleichung für das ideale Gas benutzt werden.

$$p_1 = \rho_1 R_1 T_1, \quad p_2 = \rho_2 R_2 T_2 \quad (5)$$

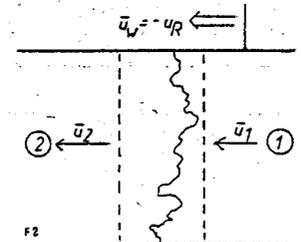
Bild 1. Die Bewegung der Reaktionsfront im Absolutsystem mit der Geschwindigkeit u_R , die die Führungsgeschwindigkeit des mitbewegten Koordinatensystems darstellt



Wand ist in Ruhe ($u_w = 0$)

Bild 2. Reaktionsfront in Ruhe im Relativsystem

Anströmung mit \bar{u}_1
Wand bewegt sich im Relativsystem mit $u_w = -u_R$



Die innere Energie e und die Verschiebearbeit der Druckkräfte p/ρ stellen die Enthalpie h dar.

$$h = e + \frac{p}{\rho}$$

Für ideale Gase gilt:

$$R = \frac{\kappa - 1}{\kappa} c_p \quad \text{und} \quad \Delta h = \bar{c}_p \Delta T$$

Für Gln. (1) bis (5) werden folgende Annahmen getroffen:

- quasi-eindimensionales Strömungsverhalten
- Vernachlässigung der Turbulenzen in den Erhaltungsgleichungen
- ideale Gase
- spezifische Wärmekapazitäten $c_p(T)$ unabhängig vom Druck

Folgende Indizes und Formelzeichen werden benutzt:

- | | |
|--------------|---|
| 1 | Zustand vor der Reaktionsfront |
| 2 | Zustand hinter der Reaktionsfront |
| ρ | Dichte der Gase |
| \bar{u} | Relativgeschwindigkeit |
| p | Druck |
| Δp_V | Reibungsdruckverlust |
| e | spezifische innere Energie |
| h | spezifische Enthalpie |
| \bar{c}_p | mittlere spezifische Wärmekapazität |
| q_{zu} | durch die Verbrennung zugeführte Wärme; auf die Masse bezogen |
| q_{ab} | durch Verluste abgeführte Wärme; auf die Masse bezogen |
| R | spezifische Gaskonstante |
| T | Temperatur |
| κ | Isentropenexponent |

Der Reibungsdruckverlust-Term im Impulssatz wird durch die Koordinatentransformation im Relativsystem negativ, $\Delta p_V = -|\Delta p_V|$, da die Kräfte von der Wand auf die Strömung in Richtung von \bar{u}_1 wirken. Bei einer ruhenden Wand wäre $\Delta p_V = |\Delta p_V|$.

Gln. (1) bis (5) müssen iterativ gelöst werden, wenn man davon ausgeht, daß die Wärmekapazitäten und die Isentropenexponenten nicht konstant sind, sondern sich vor und nach der Flamme unterscheiden. In den in Abschn. 3.4 und

6. beschriebenen Berechnungen der Zustandsänderungen in der Flamme wird mit nicht konstanten Wärmekapazitäten und Isentropenexponenten gearbeitet.

Im folgenden werden jedoch die analytischen Lösungen beschrieben, die man mit der Annahme konstanter Wärmekapazitäten erhält, da man nur in diesen die prinzipiellen Lösungen erkennen kann. Die analytischen Lösungen werden von F. Bartlmä [6] als Reaktionsfrontgleichungen bezeichnet.

Mit $R = \kappa - 1/\kappa c_p$, $\Delta h = \bar{c}_p \Delta T$, $q = q_{zu} - q_{ab}$ und $\overline{Ma}_1 = \bar{u}_1/c_1$ erhält man nach längerer Umformung als Zwischenlösung eine erweiterte Rayleigh-Gerade, die sich von der in der Literatur bekannten Geraden nur durch den Druckverlustterm $|\Delta p_V|$ unterscheidet.

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \kappa \overline{Ma}_1^2 \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) + \frac{|\Delta p_V|}{p_1} \quad (6)$$

Die um den Druckverlustterm erweiterte Rankine-Hugoniot-Kurve ergibt sich zu

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{-(\kappa - 1) + (\kappa + 1) \frac{\rho_2}{\rho_1} + \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{\rho_1}{p_1} (\kappa - 1) \left[2q - \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) |\Delta p_V| \right]}{(\kappa + 1) - (\kappa - 1) \frac{\rho_2}{\rho_1}} \quad (7)$$

mit folgenden weiteren Formelzeichen:

\overline{Ma}_1 Anströmmachzahl der Reaktionsfront im Relativsystem
c Schallgeschwindigkeit

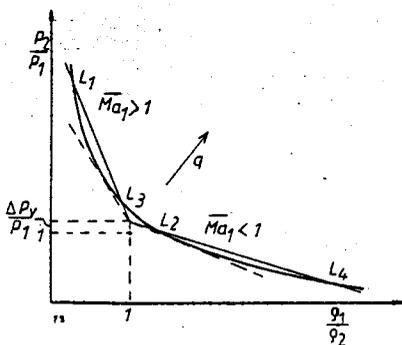


Bild 3. Allgemeine Lösung der erweiterten Rayleigh-Geraden mit der erweiterten Rankine-Hugoniot-Kurve

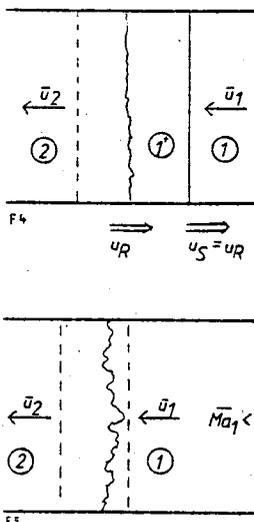


Bild 4. Unstetige Überschallreaktionsfront – setzt sich aus einem Verdichtungsstoß und einer dahinterliegenden Brennzonenzone zusammen

Hinter dem Verdichtungsstoß gilt $\overline{Ma}_1 < 1$, womit die Verbrennung selbst bei Unterschall stattfindet

Bild 5. Anströmung der Unterschallreaktionsfront mit $\overline{Ma}_1 < 1$

Gln. (6) und (7) entsprechen für $\Delta p_V = 0$ den in der Literatur zu findenden Beziehungen (F. Bartlmä [6]). Die Schnittpunkte der Rayleigh-Geraden mit der Rankine-Hugoniot-Kurve stellen die Lösungen des Gleichungssystems dar. Diese allgemeinen Lösungen sind qualitativ in Bild 3 dargestellt.

Im allgemeinen ergeben sich aus dem Schnitt der Rayleigh-Geraden mit der Rankine-Hugoniot-Kurve vier Lösungen, die in Bild 3 mit L_1, L_2, L_3 und L_4 bezeichnet sind. Die für eine laufende Reaktionsfront relevanten Lösungen sind die Lösungen L_1 und L_2 . Die Lösungen L_3 und L_4 können in einer bewegten Reaktionsfront nicht erreicht werden, da als Zwischenschritt mehr Wärme zugeführt werden müsste, als bei der Verbrennung frei wird, und diese anschließend wieder abzuführen wäre. Die Lösung L_1 beschreibt die unsteilige Überschallreaktionsfront, bei der ein Verdichtungsstoß vor der eigentlichen Brennzonenzone liegt. Dieser Zusammenhang ist in Bild 4 dargestellt.

Die Lösung L_2 beschreibt die Unterschallreaktionsfront, bei der $\overline{Ma}_1 < 1$ gilt. Die Zusammenhänge an einer Unterschallreaktionsfront sind in Bild 5 gezeigt.

Im reibungsfreien Fall ist eine analytische Lösung möglich. Eliminiert man aus der Rayleigh-Geraden und der Rankine-Hugoniot-Kurve ρ_2/ρ_1 , so erhält man mit $\Delta p_V = 0$ die Reaktionsfrontgleichung für p_2/p_1 , die den Druck nach der Verbrennung in Abhängigkeit vom Zustand vor der Verbrennung beschreibt. Diese Reaktionsfrontgleichungen sind zum Beispiel bei F. Bartlmä [6] zu finden.

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\kappa}{\kappa + 1} \left[(\overline{Ma}_1^2 - 1) \pm \sqrt{(\overline{Ma}_1^2 - 1)^2 - 2(\kappa + 1) \overline{Ma}_1^2 \frac{q}{c_p T_1}} \right] \quad (8)$$

Durch einige Umformungen erhält man auch die Reaktionsfrontgleichungen für die Größen ρ_2, T_2, \bar{u}_2 .

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = 1 - \frac{1}{\kappa + 1} \frac{1}{\overline{Ma}_1^2} \cdot \left[(\overline{Ma}_1^2 - 1) \pm \sqrt{(\overline{Ma}_1^2 - 1)^2 - 2(\kappa + 1) \overline{Ma}_1^2 \frac{q}{c_p T_1}} \right] \quad (9)$$

$$\frac{\bar{u}_2}{\bar{u}_1} = \overline{Ma}_1 - \frac{1}{\kappa + 1} \frac{1}{\overline{Ma}_1} \cdot \left[(\overline{Ma}_1^2 - 1) \pm \sqrt{(\overline{Ma}_1^2 - 1)^2 - 2(\kappa + 1) \overline{Ma}_1^2 \frac{q}{c_p T_1}} \right] \quad (10)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{c_2}{c_1} \right)^2 = \frac{p_2 \rho_1}{p_1 \rho_2} \quad (11)$$

Die zugeführte Wärme q – bezogen auf die Gesamtmasse – ist die aus der chemischen Reaktion freiwerdende Wärme, vermindert um den Wärmeverlust. Die chemische Reaktion kann der Reaktionsfront maximal bis zum Erreichen des chemischen Gleichgewichts Wärme zuführen. Die Lage des chemischen Gleichgewichts ist sehr stark von der Temperatur T_2 und vom Druck p_2 abhängig.

2.1.1 Detonationslösung

Wie man sowohl aus Bild 3 als auch aus den Reaktionsfrontgleichungen erkennt, existiert eine maximale Anströmmachzahl \overline{Ma}_1 , bei der gerade noch eine stationäre Über-

schall- und Unterschalllösung für einen festen Brenngaszustand, Gl. (1), existiert. Diese speziellen Lösungen sind dann erreicht, wenn die Wurzel in den Reaktionsfrontgleichungen $\sqrt{*}$ Null wird bzw. wenn die Rayleigh-Geraden die Tangenten an die Rankine-Hugoniot-Kurve sind. Diese speziellen Lösungen werden als oberer und unterer Chapman-Jouguet-(CJ)-Punkt bezeichnet (F. Bartlmä [6]).

Es gilt mit $\sqrt{*}=0$

$$\overline{Ma}_{1 \text{ krit}} = \sqrt{1 + \frac{\kappa+1}{2} \frac{q}{c_p T_1}} \pm \sqrt{\frac{\kappa+1}{2} \frac{q}{c_p T_1}} \quad (12)$$

Diese Beziehung stellt den Zustand der kritischen Wärmezufuhr dar, der auch als „Choked flow“ bezeichnet wird.

Für diesen kritischen Zustand gilt somit:

$$\overline{Ma}_2 = 1, \quad \bar{u}_2 = c_2.$$

Die Verbrennungsschwaden verlassen die Reaktionsfront mit der örtlichen Schallgeschwindigkeit. Das positive Vorzeichen ist die spezielle Lösung für die Überschallreaktionsfront (oberer CJ-Punkt), und das Minuszeichen jene für die Unterschallreaktionsfront (unterer CJ-Punkt). Während bei der nicht kritischen Reaktionsfront die Kenntnis der Anströmgeschwindigkeit zur Lösung notwendig ist, kann im kritischen Zustand die Anströmgeschwindigkeit berechnet werden. Aus einer einfachen Betrachtung, die im folgenden erläutert wird, geht hervor, daß eine stationäre Überschallreaktionsfront nur bei kritischer Anströmung möglich ist. In Bild 6 ist der Druckverlauf in einer Überschallreaktionsfront dargestellt.

Die hinter der gestrichelt eingezeichneten Brennzone laufende Verdünnungswelle bewegt sich mit der Geschwindigkeit der Strömung u_2 , der eine Druckstörung mit der Schallgeschwindigkeit c_2 überlagert ist $u_{\text{Welle}} = u_2 + c_2$. Im Relativsystem muß die Geschwindigkeit der Welle $\bar{u}_{\text{Welle}} = 0$ sein, damit sie nicht in die Reaktionsfront hineinläuft. Es gilt mit der Transformationsgleichung (1) $u_{\text{Welle}} = u_R + \bar{u}_{\text{Welle}}$ und somit $u_R + \bar{u}_{\text{Welle}} = u_R + \bar{u}_2 + c_2$. Damit die Relativgeschwindigkeit der Welle Null wird, muß $\bar{u}_2 = -c_2$ gelten. Dies ist aber die Bedingung für die kritische Strömung. Bei Überschallanströmung ist somit nur die kritische Lösung möglich. Diese Bedingung ist in der Detonationstheorie als Chapman-Jouguet-Bedingung bekannt. Die reibungsfreie Überschallreaktionsfront wird als Detonation bezeichnet.

Obwohl eine Detonation in Wirklichkeit keine eindimensionale Struktur hat, sondern aus Stabilitätsgründen Stoßwellen aufweist, die quer zur Hauptausbreitungsrichtung laufen, können die Detonationsgeschwindigkeit und der Zustand hinter der Detonationsfront sehr gut mit der eindimensionalen Theorie berechnet werden. In Bild 7 ist ein zweidimensionales Modell einer Detonation skizziert. Die Existenz einer Ebene hinter der Detonationsfront, in der die Bedingung $\overline{Ma}_2 = 1$ erfüllt ist, wurde von A.A. Vasiliev [101] experimentell nachgewiesen. Es zeigt sich also, daß eine Detonation – trotz ihrer dreidimensionalen Struktur – grob als quasi-eindimensional berechnet werden kann. Die querlaufenden Stoßwellen bilden die sogenannten Detonationszellen, mit der charakteristischen Detonationszellgröße λ . Die Detonationszellgröße λ ist in Bild 8 erläutert.

Eine sich selbst erhaltende Detonation, also eine CJ-Detonation, ist aber nur möglich, wenn die Geometrie im Verhältnis zur charakteristischen Zellgröße eines Gemisches nicht zu klein ist. Die Detonationsgrenzen hängen also nicht allein vom Gasgemisch, sondern auch von der Größe der Geometrie

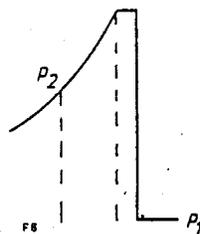


Bild 6. Druckverlauf in einer Überschallreaktionsfront

Hinter dem Verdichtungsstoß liegt die Brennzone, an deren Ende eine Verdünnungswelle hängt

Geschwindigkeit der Verdünnungswelle: $u_{\text{Welle}} = u_2 + c_2$

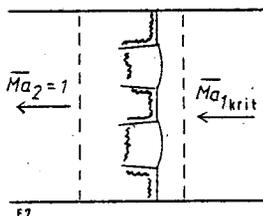


Bild 7. Struktur einer Detonation

Es laufen auch quer zur Hauptausbreitungsrichtung Stoßwellen; die Detonation läuft mit einer Machzahl, die aus der Bedingung $\overline{Ma}_2 = 1$ berechnet werden kann

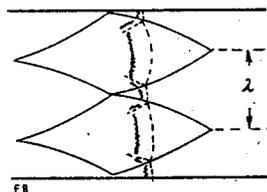


Bild 8. Detonationszellgröße λ , eine für ein Brenngas bei gegebenem Anfangszustand charakteristische Größe

Die Geschwindigkeit der chemischen Reaktion bestimmt die Geschwindigkeit der querlaufenden Stoßwellen; durch deren Reflexion aneinander entstehen die Detonationszellen, die auf einer beruhten Oberfläche sichtbar gemacht werden können

ab, in der sich die Detonation ausbreitet. So gilt z.B. für den Minstdurchmesser eines Rohres $d_{\text{min}} = \lambda/\pi$. Korrelationen zwischen der charakteristischen Zellgröße λ und geometrischen Größen können z.B. bei S.R. Tieszen [97] gefunden werden.

Die Zusammenhänge zwischen der Zellgröße λ und den Detonationsgrenzen zeigen deutlich die Grenzen des eindimensionalen Reaktionsfrontmodells. Während die Detonation grob sehr gut mit dem eindimensionalen Modell beschrieben werden kann, kann das Phänomen der Detonationsgrenzen nicht durch dieses erfaßt werden.

Bei der Detonation wird die chemische Reaktion durch die hohen Temperaturen hinter den Stoßwellen eingeleitet. Je kürzer die Phase zwischen der Kompression und der beginnenden exothermen Reaktion, der sogenannten Induktionsperiode, ist, desto kürzer wird die gesamte Detonationsfront, desto höher wird die Reflexionsfrequenz der querlaufenden Stoßwellen und desto kleiner wird λ .

2.1.2 Deflagrationslösung

Die Unterschalllösung der Reaktionsfrontgleichungen, bei der $\overline{Ma}_1 < 1$ gilt und kein Verdichtungsstoß vor der Brennzone läuft, beschreibt die Zustandsänderung in einer Deflagration oder Flamme. Während bei der Detonation nur die

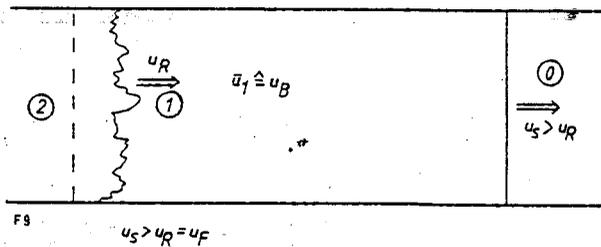


Bild 9. Deflagration breitet sich mit $\overline{Ma}_1 < 1$ relativ zum Brenngas vor der Reaktionsfront aus

Bei einer Deflagration kann vor der Reaktionsfront eine Stoßwelle von bestimmter Stärke laufen, die sich aber schneller als die Reaktionsfront bewegt; die Anströmgeschwindigkeit \bar{u}_1 wird als Brenngeschwindigkeit und die Reaktionsfront als Flamme bezeichnet ($u_R = u_F$)

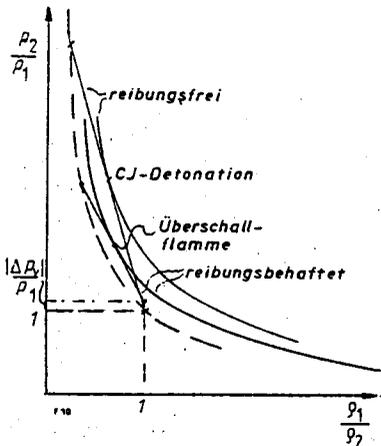


Bild 10. Rankine-Hugoniot-Kurve, durch den Einfluß der Reibung ($|\Delta p_v| \neq 0$) wird sie geringfügig nach unten verschoben

Ein starker Einfluß der Reibung auf die stationäre Lösung entsteht durch die Verschiebung des Ursprungs der Rayleigh-Geraden; die Anströmmachzahl $\overline{Ma}_{1,krit}$ wird dadurch wesentlich kleiner als $\overline{Ma}_{1,CJ}$; unterhalb der CJ-Detonation existiert eine Überschalllösung, die im folgenden als Überschallflamme bezeichnet wird.

spezielle Lösung mit $\overline{Ma}_1 = \overline{Ma}_{1,krit}$ eine eindimensional stabile Lösung ist, wie im Abschn. 2.1.1 gezeigt wurde, sind bei der Deflagration Lösungen für $\overline{Ma}_1 \leq \overline{Ma}_{1,krit}$ möglich. Die Zustände bei einer Deflagration sind in Bild 9 skizziert.

Bei der Deflagration wird die chemische Reaktion durch Wärmeleitung und Diffusion von Radikalen bei der laminaren Flamme, und durch turbulente Durchmischung von Verbranntem mit Unverbranntem bei der turbulenten Flamme eingeleitet. Die Anströmgeschwindigkeit \bar{u}_1 wird bei der Flamme als Brenngeschwindigkeit u_B bezeichnet, womit aus der Anströmmachzahl \overline{Ma}_1 die Brenngeschwindigkeits-Machzahl Ma_B wird. Eine vor der Flamme laufende Druck- oder Stoßwelle muß bei der Deflagration schneller als die Flamme laufen, da sonst keine Unterschallreaktionsfront vorliegen würde.

Eine Flamme weist im allgemeinen eine mehr oder weniger ausgeprägte dreidimensionale Struktur auf, die von den Randbedingungen abhängig ist. Bei der Anwendung des eindimensionalen Modells muß deshalb im Einzelfall geprüft werden, ob die quasi-eindimensionale Betrachtungsweise zulässig ist und das zu untersuchende Phänomen wenigstens qualitativ beschrieben werden kann.

2.1.3 Überschalllösung mit Reibungseinfluß

Während im reibungsfreien Fall nur die CJ-Detonation und die Deflagration mögliche Lösungen für die Verbrennungs-

fronten sind, existiert bei der Hinzunahme eines Druckverlustes eine Überschalllösung unterhalb der reibungsfreien CJ-Lösung. In Bild 10 sind die Rayleigh-Geraden und Rankine-Hugoniot-Kurven für den reibungsfreien und reibungsbehafteten Fall eingezeichnet. Bei Überschallanströmung und nicht zu hohen Druckverlusten sind wieder nur die speziellen Lösungen mit $Ma_2 = 1$ möglich. Die Überschalllösung mit Reibungseinfluß, die in der Literatur im Gegensatz zu den reibungsfreien Lösungen noch nicht behandelt wurde, wird im folgenden als Überschallflamme bezeichnet. Sie besteht aus einer turbulenten Flamme, vor der ein Verdichtungsstoß mit der gleichen Geschwindigkeit wie die Flamme läuft. Dieser Zusammenhang ist in Bild 4 skizziert. Die Überschallflamme geht sprunghaft in eine Detonation über, falls hinter dem Verdichtungsstoß die Bedingungen für die Selbstzündung erreicht werden. Ob diese Detonation dann als CJ-Detonation weiterlaufen kann, hängt von der Zellgröße λ und der Geometrie ab. Die sprunghafte Beschleunigung beim Übergang von der Überschallflamme in die Detonation ist dadurch möglich, daß der Reibungseinfluß bei der Detonation im Gegensatz zur Überschallflamme im allgemeinen wesentlich geringer ist. Die turbulente Überschallflamme benötigt zum Erreichen der hohen Brenngeschwindigkeiten eine relativ langgestreckte turbulente Durchmischungszone, wodurch die Druckverluste relativ groß sind. Die Detonationsfront ist dagegen sehr dünn, und dementsprechend sind die Verluste gering. Wie aus Bild 10 ersichtlich ist, kann der Druckverlust $|\Delta p_v|$ nicht beliebig groß werden, wenn noch eine stationäre Überschalllösung existieren soll. Dieser Grenzwert ist erreicht, wenn der durch $|\Delta p_v|$ verschobene Ursprung der Rayleigh-Geraden auf die Hugoniot-Kurve fällt. Aus dem Impulssatz, Gl. (3), dem Massenerhaltungssatz, Gl. (2), und der CJ-Bedingung $\bar{u}_2 = c_2 = \sqrt{\kappa_2 R_2 T_2}$ erhält man die quadratische Gleichung

$$\bar{u}_1^2 - \bar{u}_1 \left(\bar{u}_2 + \frac{\bar{u}_2}{\kappa_2} \right) + \frac{\Delta p_v}{\rho_1} + \frac{p_1}{\rho_1} = 0$$

mit der Lösung

$$\bar{u}_1 = \frac{1}{2} \left[\bar{u}_2 \left(\frac{\kappa_2 + 1}{\kappa_2} \right) \pm \sqrt{\bar{u}_2^2 \left(\frac{\kappa_2 + 1}{\kappa_2} \right)^2 - 4 \left(\frac{|\Delta p_v|}{\rho_1} + \frac{p_1}{\rho_1} \right)} \right]$$

Daraus ergibt sich als Grenzwert

$$\bar{u}_{1,Grenz} = \bar{u}_2 \frac{\kappa_2 + 1}{2\kappa_2} \quad \text{mit} \quad \bar{u}_2 = c_2 \tag{13}$$

Ist die Überschallreaktionsfront schneller als $\bar{u}_{1,Grenz}$, so läuft sie als CJ-Reaktionsfront, ist sie langsamer, so kann sie sich nicht als CJ-Flamme ausbreiten. Bei einem weiteren Anwachsen des Druckverlustes ist aber eine überkomprimierte Lösung L_1 nach Bild 3 möglich, bei der die Rayleigh-Gerade die Rankine-Hugoniot-Kurve schneidet. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Reaktionsfront ist aber dann nicht mehr unabhängig von den Bedingungen hinter der Flamme, da die CJ-Bedingung entfällt. Im Gegensatz zur reibungsfreien Detonation läuft bei Ausbreitungsgeschwindigkeiten \bar{u}_1 , die kleiner als die Relativgeschwindigkeit der Schwaden ($\bar{u}_1 \leq \bar{u}_2$) sind, keine Verdünnungswelle hinter der Reaktionsfront. Dadurch kann auch die überkomprimierte Überschallflamme als Lösung existieren, da der Grenzwert nach Gl. (13) zeigt, daß in diesem Fall hinter der Reaktionsfront keine Verdünnungswelle läuft.

2.1.4 Gleichungen für den Verdichtungsstoß

Die Gleichungen zur Berechnung der Zustandsänderungen an einer Reaktionsfront, wie sie in Abschn. 2.1 hergeleitet wurden, gelten auch für den Verdichtungsstoß ohne zusätzliche Reaktionszone, wobei hier keine Wärme zu- oder abgeführt wird und keine äußeren Verluste auftreten. Es muß in diesem Fall $q_{zu} = q_{ab} = 0$ und $\Delta p_V = 0$ gesetzt werden. Die im Abschn. 2.1 hergeleiteten und aufgelisteten Reaktionsfrontgleichungen für den reibungsfreien Fall werden zu den Stoßgleichungen, wenn $q = 0$ gesetzt wird.

2.2 Brenngeschwindigkeitsmodell für die turbulente Flamme

Während im Abschn. 2.1 nur über die Flammengrenzfläche bilanziert wurde, wird hier ein Modell erstellt, das den Einfluß von Turbulenzen auf die Brenngeschwindigkeit beschreibt.

Die turbulente Verbrennung findet in turbulenten Scherschichten eines Strömungsgebietes statt. Die Struktur turbulenter Flammen ist sehr komplex und ist trotz zahlreicher theoretischer und experimenteller Arbeiten noch nicht vollkommen verstanden (M. Namazian [71]). Um sich ein Bild der Vorgänge bei der turbulenten Verbrennung machen zu können, muß kurz auf die für die Verbrennung wesentlichen Eigenschaften der turbulenten Strömung eingegangen werden. Turbulente Strömungen bestehen aus ungeordneten Wirbelbewegungen, die unregelmäßig verlaufen, wobei sich Wirbel bilden und wieder dissipieren. Die Strömungsgrößen variieren auf sehr komplizierte Weise örtlich und zeitlich. Einzelmessungen sind nicht reproduzierbar, da sie Zufallsergebnisse sind. Turbulente Strömungen verlaufen nicht determiniert, und zu ihrer Beschreibung sind statistische Mittel erforderlich (R. Friedrich [31]). Die turbulente Strömung besteht aus Wirbeln verschiedener Größe, wobei sich ein statistischer Mittelwert einstellt, der umso weiter im Bereich der kleinen Wirbel liegt, je höher die Scherkräfte sind, die in der Strömung auftreten. Das charakteristische Längenmaß der größten Wirbel liegt in der Größenordnung der Dicke der Scherschicht, die bei höheren Scherkräften dünner wird. Das charakteristische Längenmaß der kleinsten Wirbel hängt von der Zähigkeit des Fluids ab. Die großen Wirbel haben eine niedrige Drehfrequenz f , die kleinen Wirbel eine hohe. Aus der statistischen Turbulenztheorie erhält man eine Verteilungsfunktion der Turbulenzenergien in Abhängigkeit von der Drehfrequenz. Ein derartiges Energiespektrum ist in Bild 11 skizziert. Die Hauptströmung tritt in erster Linie mit den großen Wirbeln in Wechselwirkung.

Die Verbrennung in einer turbulenten Strömung kann man sich so vorstellen, daß große Wirbel Verbranntes und Unverbranntes grob durchmischen und kleine Wirbel diese grobe Durchmischung verfeinern. Die großen Wirbel haben den

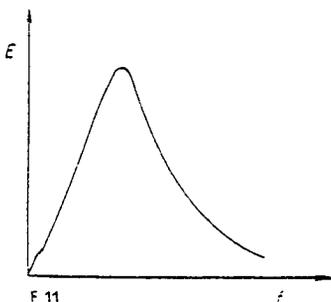


Bild 11. Typischer Verlauf eines eindimensionalen Energiespektrums

Die Turbulenzenergie ist im wesentlichen in den niederfrequenten großen Wirbeln konzentriert

größten Anteil am Transport von Impuls, Wärme und Stoff aus der Hauptströmung, die bei der Flamme aus Verbranntem beziehungsweise Unverbranntem besteht. Liegt das Maximum des Turbulenzenergiespektrums im niederfrequenten Bereich, liegen also sehr viel große und wenig kleine Wirbel vor, so ist zwar die Grobdurchmischung sichergestellt, die Feindurchmischung aber schlecht. Das Ausbrennen des Mischungsvolumens, also der Brennzonen, wird relativ lang dauern. Die mittlere Brenngeschwindigkeit ist somit relativ niedrig.

Für eine schnelle Umsetzung ist eine sehr feine Durchmischung von Verbranntem und Unverbranntem notwendig. Dies erfordert eine hohe Anzahl an kleinen Wirbeln. Für die Grobdurchmischung sind wenige größere Wirbel notwendig. Für das Turbulenzenergiespektrum gibt es somit einen optimalen Verlauf. Dabei ergibt sich aus der Frequenz der größten Wirbel, die die Grobdurchmischung bewirken, die bestimmende Zeitkonstante der Umsetzung.

Neben einer strömungsmechanischen Zeitkonstanten τ_S existiert eine chemische Zeitkonstante τ_C , die von den chemischen Eigenschaften des Gemisches abhängt. Das Verhältnis dieser Zeitkonstanten ist die Damköhlerzahl $Da = \tau_S / \tau_C$. Die Umsetzung in der Brennzonen, also die mittlere Brenngeschwindigkeit, kann durch Erhöhen der Turbulenz nur soweit gesteigert werden, bis die charakteristische strömungsmechanische Zeitkonstante gleich der Zeitkonstanten für die chemische Umsetzung ist. Bei einer weiteren Steigerung der Turbulenz treten Löschvorgänge auf. Wird also $Da = 1$ erreicht, so hat die Strömung ein gewisses optimales Turbulenzenergiespektrum. Das Energiespektrum für diesen Grenzfall liegt umso weiter im hochfrequenten Bereich, je kürzer die charakteristische chemische Reaktionszeitkonstante τ_C ist. Diese chemische Zeitkonstante hängt im wesentlichen von der Gemischzusammensetzung ab. Sie ist im Bereich der Zündgrenzen relativ groß und wird umso kleiner, je weiter das Gemisch an das stöchiometrische Gemisch herankommt. Wird $Da < 1$, so findet durch die zu hohe Turbulenz eine zu schnelle Durchmischung statt, wodurch gut reagierende Teilvolumina vor der vollständigen Abreaktion erneut mit Verbranntem und Unverbranntem durchmischen werden. Dadurch kann die chemische Reaktion erlöschen.

Zur Beschreibung der turbulenten Verbrennung benutzt man nach F. Bartlmä [6] häufig das Oberflächenmodell, das Mikrovolumenmodell oder das gestreckte laminare Flammenmodell. Diese Modelle unterscheiden sich im wesentlichen dadurch, daß man von unterschiedlich feiner Durchmischung des Verbranntes mit dem Unverbrannten ausgeht. Die grösste Struktur hat dabei das Oberflächenmodell, die feinste das gestreckte laminare Flammenmodell. Aus dem diskutierten Ablauf der turbulenten Verbrennung ergibt sich, daß die verschiedenen Modelle für spezielle Bereiche des Turbulenzenergiespektrums gut geeignet sind.

Im folgenden wird ein empirisches Modell erstellt, in das die Gemischeigenschaft und die chemische Zeitkonstante über die laminare Brenngeschwindigkeit eingeht und der Einfluß der Turbulenz durch verschiedene empirische Parameter beschrieben wird. Das Modell zählt zu den Oberflächenmodellen, wobei man durch geeignete empirische Parameter zum Mikrovolumenmodell oder auch zum gestreckten laminaren Flammenmodell übergehen kann.

2.1.1 Oberflächenmodell

Ausgehend von der laminaren Brenngeschwindigkeit s_U , die die relative Anströmgeschwindigkeit durch eine glatte Flammenoberfläche bei laminarer Anströmung beschreibt,

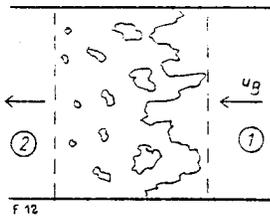


Bild 12. Turbulentes Brenngeschwindigkeitsmodell (Oberflächenmodell)

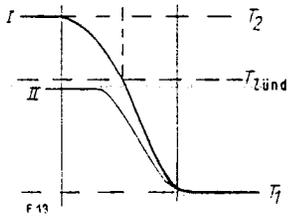


Bild 13. In der turbulenten Flamme kommt es zu Löschkvorgängen, falls das heiße Abgas das kalte Brenngas nicht auf eine Zündtemperatur bringen kann

Diese Mindesttemperatur hat nichts mit der Selbstzündungstemperatur zu tun, da auch die Diffusion von Radikalen eine Rolle spielt
 Kurve I Temperaturverlauf über der Zeit bei dem es zur Verbrennung kommt
 Kurve II durch Löschkvorgänge kommt es nicht zur Entzündung

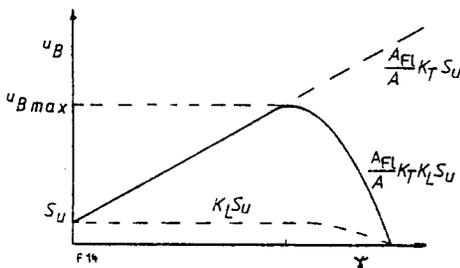


Bild 14. Qualitative Abhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit von den Turbulenzen im Brenngas

Wegen des Auftretens von Löschkvorgängen bei starken Turbulenzen kann die Brenngeschwindigkeit nicht beliebig anwachsen, sondern es existiert eine maximale turbulente Brenngeschwindigkeit für ein Brenngasgemisch

wird durch ein Oberflächenmodell der Einfluß der feinkörnigen Turbulenz durch kleine Wirbel und der Zerklüftung und des Aufreißens der Flammenoberfläche durch größere Wirbel modelliert (F. Bartlmä [6]). In die laminare Brenngeschwindigkeit geht die gesamte Reaktionskinetik ein.

Die laminare Brenngeschwindigkeit ist im wesentlichen vom Gemisch, der Temperatur und dem Druck des Brenngases abhängig. Die Ausbreitungsmechanismen der chemischen Reaktion bei der laminaren Verbrennung sind die Wärmeleitung und die Diffusion. Durch die feinkörnige Turbulenz im Brenngas werden die Wärmeleitfähigkeit und die Diffusionskonstante erhöht. Der Einfluß dieses Effekts auf die Brenngeschwindigkeit wird durch einen Faktor k_T ausgedrückt. Neben diesen feinkörnigen Turbulenzen beeinflusst die Zerklüftung und das Aufreißens der Flammenoberfläche durch größere Wirbel den Durchsatz durch die Flamme und damit die Brenngeschwindigkeit erheblich. In Bild 12 ist die turbulente Flamme skizziert. Für die turbulente Brenngeschwindigkeit kann eine einfache Beziehung hergeleitet werden, in die die Reaktionskinetik, die gemischabhängig ist, über die laminare Brenngeschwindigkeit eingeht, und der Einfluß der Strömungsmechanik durch einen empirischen Faktor berücksichtigt wird.

Der in die Flamme eingebrachte Volumenstrom an Brenngas ist

$$\dot{V}_{zu} = A u_B^+$$

wobei A die glatte, ebene Flammenfläche bezeichnet. Dieser Volumenstrom an Brenngas wird an der Flammenoberfläche mit der feinkörnigen turbulenten Brenngeschwindigkeit verbrannt. Es ergibt sich somit

$$\dot{V}_{ab} = A_{Fl} k_T s_U$$

wobei A_{Fl} die effektive Flammenoberfläche, und $k_T s_U$ die feinkörnige, turbulente Brenngeschwindigkeit an der Oberfläche darstellt. Für die quasi-eindimensionale Brenngeschwindigkeit ergibt sich somit nach dem Oberflächenmodell

$$u_B^+ = \frac{A_{Fl}}{A} k_T s_U = \gamma s_U$$

wobei der Faktor γ den positiven Einfluß der Turbulenzen auf die Brenngeschwindigkeit ausdrückt.

mit $s_U(T, P, \text{Gemisch})$ laminare Brenngeschwindigkeit,

$$\frac{A_{Fl}}{A} k_T = \gamma \text{ (Turbulenzgrad) Oberflächen- und Turbulenzeinfluß.}$$

2.2.2 Erweitertes Oberflächenmodell

Das im Abschn. 2.2.1 beschriebene und bekannte Oberflächenmodell gilt nur unter der Annahme einer laminaren Brenngeschwindigkeit, die vom Gemisch, von dem Druck und von der Temperatur abhängt. Die Temperatur des Abgases ist dabei etwa die adiabate Verbrennungstemperatur. Wird aber die turbulente Durchmischung so stark, daß die Temperatur des Abgases in der Mischzone durch einen so hohen Anteil an Brenngas sehr stark abfällt, so wird es zu Löschkvorgängen in der Flamme kommen. Diese Zusammenhänge sind in Bild 13 erläutert.

Damit es im Brenngas zu einer Verbrennung kommen kann, muß dieses auf eine Mindesttemperatur aufgeheizt werden. Ist das Verhältnis von heißem Abgas zu kaltem Brenngas zu ungünstig, so kommt es nicht zu einer Verbrennung, und es treten Löschkvorgänge auf. In Bild 14 ist die Brenngeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Grad an Turbulenzen qualitativ aufgetragen. Durch Erhöhung der Turbulenzen würde die quasi-eindimensionale Brenngeschwindigkeit u_B durch die Vergrößerung des Faktors $k_T A_{Fl}/A$ kontinuierlich anwachsen, wenn nicht die beschriebenen Löschkvorgänge der Erhöhung der Brenngeschwindigkeit entgegenwirken würden. Durch das Einführen eines Löschkfaktors k_L kann die Abnahme der Brenngeschwindigkeit bei zu starker Turbulenz berücksichtigt werden. Man erhält somit folgendes Brenngeschwindigkeitsmodell

$$u_B = \frac{A_{Fl}}{A} k_T k_L s_U = \gamma k_L s_U = \xi s_U \quad (14)$$

mit folgenden Parametern:

- A_{Fl}/A Vergrößerung der Flammenoberfläche durch Wirbel,
- k_T Erhöhung der laminaren Brenngeschwindigkeit durch feinkörnige Turbulenz,
- k_L Erniedrigung der Brenngeschwindigkeit durch Löschkvorgänge,
- ξ Verhältnis der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit; Multiplikation der drei Parameter.

Während der Faktor γ nur den positiven Einfluß der Turbulenzen auf die Brenngeschwindigkeit berücksichtigt, drückt k_L deren negativen Einfluß durch Löschvorgänge aus.

Im Abschn. 2. wurden als erster Schritt zur Untersuchung

des Stabilitätsverhaltens einer Flamme die Zustandsänderungen an einer Deflagration mit den Erhaltungsgleichungen beschrieben, und die Vorgänge in der Brennzone einer Flamme durch ein einfaches Oberflächenmodell modelliert.

3. Druckwellenerzeugung an einer Deflagration

Der zweite Schritt zur Durchführung einer Stabilitätsanalyse für eine Deflagration ist die Beschreibung der Entstehung von Druckstörungen an einer Flamme.

Für den Übergang von der Deflagration in die Detonation ist die Entstehung einer Stoßwelle eine notwendige Bedingung. Erst hinter dieser Stoßwelle kann die Verbrennung durch Selbstzündungseffekte den Sprung zur eigentlichen Detonation vollziehen. Hier wird die Entstehung von schwachen Druckstörungen an einer Deflagration bei einer Erhöhung der Brenngeschwindigkeit beschrieben. Die Stabilität dieses Vorganges, also die Frage, ob aus einer schwachen Druckstörung durch eine Instabilität eine starke Stoßwelle wird, wird dann im Abschn. 4. untersucht. Die Quantifizierung der Stärke der Druckstörungen wurde für Wasserstoff-Luft-Wasserdampf-Gemische durchgeführt und für die Stabilitätsanalyse im Abschn. 4. benutzt.

Die Zustände an einer sich stationär ausbreitenden Deflagration wurden bereits in Bild 9 skizziert. Für einen gegebenen Zustand vor der Flamme existiert dabei eine kritische Machzahl der Brenngeschwindigkeit, bei der gerade noch eine stationäre Lösung existiert. Die Erzeugung von Druckwellen an einer Flamme muß in zwei prinzipiell verschiedene Bereiche unterteilt werden, und zwar in den unterkritischen und den kritischen Bereich.

3.1 Unterkritische Flamme

Druckwellen müssen an einer Flamme z.B. immer dann entstehen, wenn sich die Wärmezufuhr in der Flamme erhöht. Eine Erhöhung der Wärmezufuhr entspricht einer Vergrößerung der Brenngeschwindigkeit. Man kann diesen instationären Vorgang dadurch beschreiben, daß man einen Anfangszustand annimmt, eine Störung auf die Brenngeschwindigkeit gibt und den stationären Zustand nach dieser Störung berechnet. Bis dieser neue stationäre Zustand erreicht ist, verstreicht die Relaxationszeit τ_R , die in großem Maß von der Flammendicke abhängt. Je dicker die Flamme ist, desto länger wird diese Relaxationszeit sein. In Bild 15 ist der Zustand an einer Deflagration vor und nach einer Störung der Brenngeschwindigkeit skizziert.

Durch eine Änderung der Brenngeschwindigkeit werden zwei Druckwellen erzeugt, von denen eine in das Brenngas und die andere in die Schwaden läuft. Der Zustand nach der Störung läßt sich aus dem Zustand vor der Störung und der Änderung der Brenngeschwindigkeit berechnen. Dazu benötigt man die Stoßgleichungen, um die Zustandsänderungen vom Zustand 1° nach 1, und 2° nach 2^* zu berechnen. Die Zustände 1° und 2° gelten für die ungestörte Flamme, während die Zustandsänderungen an der gestörten Flamme von 1 nach 2 verläuft. An der Kontaktfläche, die den Zustand 2^* vom Zustand 2 trennt, gilt die Koppelbedingung, die besagt, daß $u_2 = u_2^*$ und $p_2 = p_2^*$ sein muß. 2^* ist dabei der vom zurücklaufenden Verdichtungsstoß in den Schwaden mit dem Anfangszustand 2° erzeugte Zustand, während 2 der Zustand der Schwaden nach der Störung ist. Zur Lösung des Problems sind außerdem die Reaktionsfrontgleichungen notwendig, die

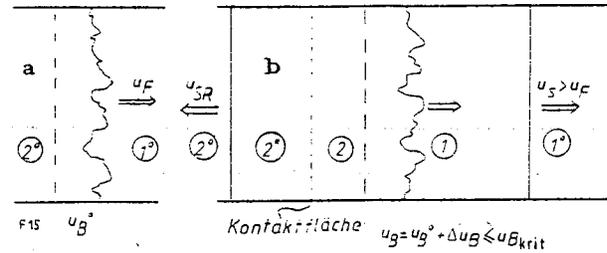


Bild 15. Druckwellenerzeugung bei einer Änderung der Brenngeschwindigkeit von u_B^0 auf $u_B^0 + \Delta u_B$

Index (*) bezeichnet Zustände vor und hinter der Flamme, bevor eine Störung auftritt; im stationären Zustand nach der Störung läuft eine Druckstörung in das Brenngas und eine in die Schwaden

a: Zustand vor der Störung

b: Zustand nach der Störung, der sich nach der Relaxationszeit τ_R einstellt

zusammen mit der Brenngeschwindigkeit u_B , die Zustandsänderungen von 1 nach 2 in der Flamme beschreiben. Die Stoßgleichungen sind mit den Reaktionsfrontgleichungen über die Absolutgeschwindigkeiten der Gase im Zustand 1 und 2 gekoppelt. Sie entsprechen den Überschallreaktionsfrontgleichungen ohne Wärmezufuhr. Um dieses System aus Verdichtungsstößen und der Flamme exakt zu lösen, ist ein Iterationsverfahren erforderlich.

Die Druckwellenerzeugung bei einer Erhöhung der Brenngeschwindigkeit wurde über ein numerisches Iterationsverfahren in Wasserstoff-Luft-Wasserdampf-Gemischen berechnet. Die schwachen Verdichtungsstöße wurden mit den Stoßgleichungen für konstante Wärmekapazitäten berechnet. In der Flamme ändern sich die Gemischzusammensetzung und die Temperatur stark, weshalb nicht die im Abschn. 2.1 aufgeführten geschlossenen Lösungen der Reaktionsfrontgleichungen benutzt wurden, sondern aus Genauigkeitsgründen mit temperatur- und gemischabhängigen Wärmekapazitäten gerechnet wurde. Die bei der Verbrennung zugeführte Wärme wird bei Verbrennungstemperaturen über 2000 K im Druckbereich von 1 bar stark vom chemischen Gleichgewicht in den Verbrennungsschwaden bestimmt. In die Berechnung wurde deshalb die Bestimmung des chemischen Gleichgewichts zwischen den Reaktionsteilnehmern H_2 , O_2 , OH , H , O , und H_2O in Abhängigkeit von Temperatur, Druck und Gemischzusammensetzung und die daraus resultierende Energiefreisetzung miteinbezogen.

3.2 Kritische Flamme

Befindet sich eine Flamme schon vor der Störung im kritischen Zustand, so wird durch eine Erhöhung der Brenngeschwindigkeit die kritische Wärmezufuhr überschritten. Die Erzeugung von Druckstörungen beim Überschreiten der kritischen Wärmezufuhr wurde bislang in der Literatur noch nicht behandelt. Wie im unterkritischen Fall wird die Flamme versuchen, durch Aussenden von Druckwellen in den stationären Ausgleichszustand zu kommen. Die im Abschn. 3.1 für die unterkritische Flamme beschriebene und bekannte Zustands-

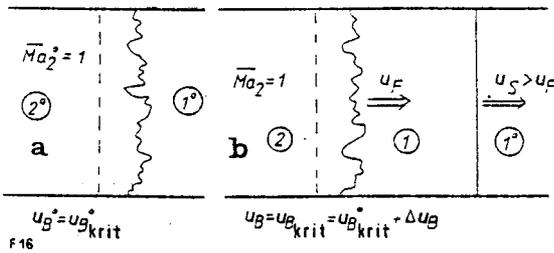


Bild 16. Zustand vor und nach der Überschreitung der kritischen Wärmezufuhr

Überschreiten der kritischen Wärmezufuhr hat einen derartig starken Verdichtungsstoß zur Folge, daß die Flamme in bezug auf den geänderten Zustand 1 wieder kritisch wird; der erzeugte Stoß läuft schneller als die Flamme
 a: Zustand vor der Störung – in bezug auf den Zustand 1° kritische Flamme
 b: Zustand nach der Störung – in bezug auf den Zustand 1 kritische Flamme: Zwangsbedingung $T_1 = T_{1krit}$

änderung (*F. Bartlmä* [6]) ist allerdings für die kritische Flamme nicht möglich. Beim Überschreiten der kritischen Wärmezufuhr kann ein stationärer Zustand nur dadurch erreicht werden, daß von der Flamme ein Verdichtungsstoß in das Brenngas läuft, der die Temperatur vor der Flamme so stark erhöht, daß die Wärmezufuhr in bezug auf den Zustand 1 vor der Flamme wieder kritisch ist. Dieser Zusammenhang ist in Bild 16 verdeutlicht. Die Bedingung für die Stärke des von der Flamme ausgehenden Verdichtungsstoßes stellt eine Zwangsbedingung dar, wodurch sich die Berechnung des stationären Zustandes nach der Störung stark vereinfacht. Die Stärke des von der Flamme ausgehenden Verdichtungsstoßes berechnet sich aus der Brenngeschwindigkeit $u_{Bkrit} = u_{Bkrit}^* + \Delta u_B$ durch Einsetzen in die Formel für die kritische Temperatur des Zustandes 1. Diese kritische Temperatur erhält man durch Umformung von Gl. (12) für die kritische Machzahl

$$\overline{Ma}_{1krit} = \sqrt{1 + \frac{\kappa+1}{2} \frac{q}{c_p T_1}} - \sqrt{\frac{\kappa+1}{2} \frac{q}{c_p T_1}} = \frac{u_{Bkrit}}{\sqrt{\kappa R_1 T_1}}$$

4. Stabilitätsanalyse der Deflagrationlösung

In Abschn. 2. und 3. wurde die Zustandsänderung in einer stationär laufenden Flamme und die Druckwellenentstehung bei einer Änderung der stationären Wärmezufuhr behandelt. Hier soll untersucht werden, bei welchem Zustand eine Deflagration von sich aus ohne Beeinflussung von außen instabil wird, also wann die stationäre Lösung physikalisch unmöglich ist. Unter Instabilität einer Deflagration wird hier nicht das Instabilwerden der laminaren Flammenoberfläche, wie bei der Taylor-Markstein-Instabilität (*R.A. Strehlow* [96]) verstanden, sondern die spontane Bildung einer Stoßwelle vor der Flamme über einen instabilen Rückkopplungsmechanismus zwischen ausgesandten Druckstörungen und der Flamme.

4.1 Rückkopplungsmechanismus zwischen der Flamme und den ausgesandten Druckstörungen

Wie in Abschn. 3. gezeigt wurde, gehen von einer Flamme Druckstörungen aus, sobald sich die Wärmezufuhr erhöht. Diese Erhöhung der Wärmezufuhr hat im allgemeinen ihre Ursache in einer Vergrößerung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl. Dadurch, daß die Zustandsänderung, die von der

zu

$$T_{1krit} = \frac{1}{\kappa R_1} \left(u_{Bkrit} + \sqrt{\frac{\kappa+1}{2} \frac{q}{c_p} \kappa R_1} \right)^2 - \frac{\kappa+1}{2} \frac{q}{c_p} \quad (15)$$

Die Machzahl des erzeugten Verdichtungsstoßes folgt eindeutig aus den Stoßgleichungen nach Abschn. 2.1.4 über das Temperaturverhältnis T_{1krit}/T_{1krit}^* .

Zur Berechnung des veränderten stationären Zustandes beim Überschreiten der kritischen Wärmezufuhr ist also die Zustandsänderung hinter der Flamme unwichtig. Die Flamme wird vom Zustand in den Schwaden entkoppelt. Der Zustand vor der Flamme wird allein durch die Flamme bestimmt. Bei der kritischen Wärmezufuhr verlassen die Schwaden die Flamme mit Schallgeschwindigkeit, wodurch die Verdünnungswelle nicht mehr durch die Flamme laufen kann. Dieser Zusammenhang wurde bereits im Abschn. 2.1.1 erläutert.

Die häufig zu findende Aussage, daß die Flamme bei überschreiten der kritischen Wärmezufuhr in eine CJ-Detonation übergehen muß, weil dies die einzig mögliche stationäre Lösung ist, ist so nicht richtig. Vielmehr kann die Flamme durch Aussenden einer Stoßwelle in einen neuen stationären Zustand übergehen. Die Flamme in diesem geänderten stationären Zustand ist wiederum eine Deflagration.

Die Druckwellenerzeugung bei Überschreitung der kritischen Wärmezufuhr wurde über ein numerisches Iterationsverfahren für H_2 -Luft-Wasserdampf-Gemische berechnet. Der bei einer Erhöhung der Brenngeschwindigkeit erzeugte schwache Verdichtungsstoß wurde wiederum mit den Stoßgleichungen für konstante Wärmekapazitäten bestimmt. Ebenso wurde die Zustandsänderung in der kritischen Flamme mit den Gleichungen für temperatur- und gemischabhängige Wärmekapazitäten und unter Berücksichtigung der Lage des chemischen Gleichgewichts berechnet. Die kritische Brenngeschwindigkeit ist allein durch den Zustand vor der Flamme und durch das Brenngasgemisch festgelegt.

ausgesandten Druckwelle erzeugt wird, auf die Brenngeschwindigkeit zurückwirkt, entsteht ein rückgekoppeltes System zwischen der Druckwelle und der Flamme.

Durch die Kompression der von der Flamme ausgehenden Druckwelle, werden die Temperatur und der Druck im Brenngas vor der Flamme erhöht. Da die chemischen Reaktionen bei einer Verbrennung sehr stark temperaturabhängig sind, wird diese durch die Druckstörung verursachte Temperaturerhöhung die Brenngeschwindigkeit erhöhen. In Bild 17 ist der daraus resultierende Rückkopplungskreis skizziert.

Ausgehend von einer Störung der Brenngeschwindigkeit, die einer Störung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl gleichkommt, und in einer turbulenten Flamme immer vorhanden ist, erhält man eine Druckstörung. Nimmt man eine positive Störung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl an ($\Delta Ma_{stör} > 0$), so wird eine Druckwelle von der Flamme in das Brenngas laufen. Durch die Druckerhöhung wird der Zustand vor der Flamme verändert. Die Brenngeschwindigkeits-Machzahl hängt aber über ein Brenngesetz von der Temperatur, dem Druck und den Turbulenzen im Brenngas ab. Eine Druckwelle erhöht unmittelbar die Temperatur und den Druck vor der Flamme, wodurch eine direkte Rückkopplung

stattfindet. Durch die Temperaturerhöhung $\Delta T > 0$ und die Druckstörung $\Delta p > 0$ wird eine Veränderung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl ΔMa_{wirk} bewirkt. Durch diese Rückkopplung wird die Wirkung zur Störung, wodurch der Vorgang von neuem beginnen kann.

Neben der direkten Rückkopplung über die Temperatur- und Druckerhöhung in der Druckwelle, kann auch eine indirekte Rückkopplung über die durch die Druckwelle zusätzlich erzeugten Turbulenzen stattfinden. Durch die Druckwelle wird die Geschwindigkeit im Brenngas erhöht, und es kann im Zusammenhang mit den Berandungen die Brenngeschwindigkeit beeinflusst werden. Da in diesem Fall die Rückkopplung nicht mehr direkt zwischen der Druckwelle und der Flamme stattfindet, sondern über den Einfluß der Berandung läuft, kann man in diesem Fall von einer indirekten Rückkopplung sprechen.

4.2 Stabilitätskriterien

Auf den in Bild 17 aufgezeigten Rückkopplungsmechanismus kann man die aus der Regelungstechnik bekannten Stabilitätskriterien anwenden. Diese sind in Bild 18 aufgelistet. Für den Rückkopplungskreis zwischen der Flamme und den Druckstörungen wird ein Stabilitätsparameter als Verhältnis von Wirkung zu Störung eingeführt.

Geht man von einer positiven Störung der Brenngeschwindigkeit aus ($\Delta Ma_{\text{stör}} > 0$), so bleibt die Flamme asymptotisch stabil, falls die durch die erzeugte Druckwelle hervorgerufene Änderung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl kleiner als Null wird ($\Delta Ma_{\text{wirk}} < 0$). Für den Stabilitätsparameter SP gilt somit $SP < 0$. Physikalisch würde dies bedeuten, daß die durch die Störung erzeugte Druckwelle eine Erniedrigung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl bewirkt, wodurch eine Verdünnungswelle von der Flamme ausgeht und die Flamme in den Zustand vor der Störung zurückgeht. Die Flamme wird grenzstabil, falls die durch die erzeugte Druckwelle hervorgerufene Änderung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl zwar größer als Null wird, aber kleiner als die Änderung verursachende Störung bleibt ($0 < SP < 1$, $\Delta Ma_{\text{wirk}} < \Delta Ma_{\text{stör}}$). In diesem Fall wird die Flamme nicht in ihren Ausgangszustand zurückkehren, sondern sie wird in einen benachbarten Zustand übergehen. Instabil wird die Flamme nur dann, wenn die durch die erzeugte Druckwelle hervorgerufene Änderung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl größer wird als die verursachende Störung ($SP > 1$, $\Delta Ma_{\text{wirk}} > \Delta Ma_{\text{stör}}$). In diesem Fall gehen von der Flamme dauernd stärker werdende Druckstörungen aus, die sich zu einer Stoßwelle aufteilen. Es bildet sich spontan vor der Flamme eine Stoßwelle, wobei die Flammengeschwindigkeit sprunghaft sehr stark ansteigt.

4.3 Stabilitätsanalyse für H_2 -Luft-Wasserdampf-Gemische

Zur Auswertung der Stabilitätskriterien nach Abschn. 4.2 muß zum einen die Druckstörung berechnet werden, die bei einer Änderung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl von der Flamme in das Brenngas läuft, und zum anderen die Rückwirkung dieser Druckwelle auf die Verbrennung. Die Berechnung dieser Rückwirkung auf die Verbrennung ist nur mit einem konkreten Brenngesetz möglich. Dieses Brenngesetz muß die Abhängigkeit der Verbrennung vom Brenngasgemisch, dessen thermodynamischem Zustand und dem fluiddynamischen Zustand enthalten. Für diese äußerst komplexen Zusammenhänge existieren bislang nur empirische Gleichungen. Eine derartige Beziehung ist Gl. (14) für die turbulente Brenngeschwindigkeit. Der Einfluß des Brenngasge-

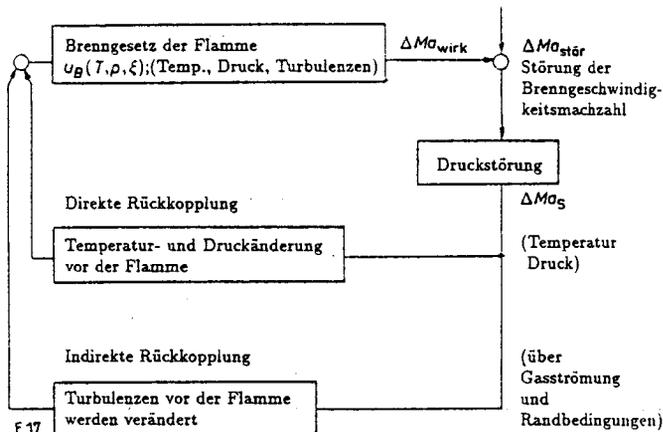


Bild 17. Rückkopplungskreis zwischen einer Flamme und den von ihr ausgehenden Druckwellen

Eine Störung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl $\Delta Ma_{\text{stör}} > 0$ bewirkt eine Druckstörung, die mit $\Delta Ma_S > 0$ läuft, und durch die eine Zustandsänderung im Brenngas erfolgt; diese bewirkt unmittelbar über das Brenngesetz eine Veränderung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl ΔMa_{wirk} ; der Grad an Turbulenzen wird nur indirekt über die Wechselwirkung der Brenngasströmung mit den Randbedingungen geändert, während sich Temperatur und Druck direkt ändern

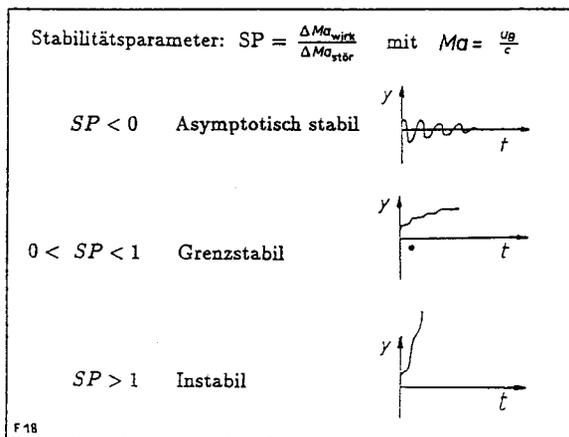


Bild 18. Stabilitätskriterien für den in Bild 17 aufgezeigten Rückkopplungsmechanismus

misches und der Reaktionskinetik steckt dabei in der laminaren Brenngeschwindigkeit, deren Temperatur- und Druckabhängigkeit für die Wasserstoffverbrennung bekannt sind. Die Berechnung der Druckstörungen bei einer vorgegebenen Störung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl wurde im Abschn. 3. beschrieben. Die Wirkung einer Zustandsänderung im Brenngas, die durch diese Druckstörung erzeugt wird, auf die die Verbrennung bestimmende Brenngeschwindigkeits-Machzahl soll nachfolgend hergeleitet werden.

4.3.1 Änderung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl durch eine Druckstörung

Die Brenngeschwindigkeits-Machzahl hängt im allgemeinen von der Temperatur, dem Druck, den Turbulenzen im Brenngas und dem Brenngasgemisch ab: $Ma_B(T, p, \xi)$. Das Brenngas muß dabei nicht nur aus den Gasen des Ausgangsgemisches bestehen, sondern es können auch Radikale eine wichtige Rolle spielen, die z.B. durch Bestrahlung des Brenngases in diesem erzeugt werden. Eine erhöhte Radikalkon-

zentration im Brenngas erhöht auch die Brenngeschwindigkeit. Zur Auswertung der im Abschn. 4.2 aufgestellten Stabilitätskriterien soll im folgenden ein konkretes Brenngesetz angewendet werden, das für H₂-Luft-Dampf-Gemische die Abhängigkeit der Brenngeschwindigkeit von der Temperatur, dem Druck und von den Turbulenzen enthält. Dies sind die im allgemeinen wesentlichen Parameter für die turbulente Flamme, wobei für spezielle Fälle zusätzliche Abhängigkeiten hinzukommen können.

Durch eine Druckwelle, die von der Flamme in das Brenngas läuft, werden sich die Temperatur und der Druck des Brenngases und unter Umständen dessen Grad an Turbulenzen ändern. Die dadurch rückwirkend entstehende Änderung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl ergibt sich zu

$$dMa_{\text{wir}} = \frac{\partial Ma_{\text{B}}}{\partial T} dT + \frac{\partial Ma_{\text{B}}}{\partial p} dp + \frac{\partial Ma_{\text{B}}}{\partial \xi} d\xi$$

ξ drückt den Einfluß der Turbulenzen auf die Brenngeschwindigkeit aus, wie schon im Abschn. 2.2.2 beim Erstellen des Modells für die turbulente Flamme.

Mit $Ma_{\text{B}} = u_{\text{B}}/c$ und $c(T)$ folgt

$$dMa_{\text{wir}} = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial u_{\text{B}}}{\partial T} - \frac{u_{\text{B}}}{c} \frac{\partial c}{\partial T} \right) dT + \frac{1}{c} \frac{\partial u_{\text{B}}}{\partial p} dp + \frac{1}{c} \frac{\partial u_{\text{B}}}{\partial \xi} d\xi$$

Aus dieser noch sehr allgemeinen Beziehung erkennt man bereits, daß $dMa_{\text{wir}} < 0$ bei $dT > 0$, $dp > 0$ und $d\xi > 0$ nur gelten kann, und somit die Deflagration nur eine asymptotisch stabile stationäre Lösung haben kann, wenn zum einen die Brenngeschwindigkeit u_{B} im Vergleich zur Schallgeschwindigkeit c nur in geringem Maß mit der Temperatur steigt oder die Brenngeschwindigkeit mit wachsendem Druck abnimmt. Dies ist aber für die meisten Brenngase nicht der Fall. Zum zweiten kann eine Erhöhung der Turbulenzen eine Erniedrigung der Brenngeschwindigkeit bewirken. Wie in Bild 12 skizziert ist, wird $\partial u_{\text{B}}/\partial \xi < 0$, sobald die maximale turbulente Brenngeschwindigkeit erreicht ist. Eine asymptotisch stabile Deflagration stellt sich also im Bereich der maximalen turbulenten Brenngeschwindigkeit ein. Zur weiteren Auswertung der Stabilitätskriterien wird das empirische Modell für die turbulente Brenngeschwindigkeit nach Gl. (14)

$$u_{\text{B}} = \xi s_{\text{U}} = \gamma k_{\text{L}} s_{\text{U}}$$

und eine empirische Gleichung für die Abhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit vom Mischungsverhältnis von H₂/Luft/H₂O, der Temperatur und dem Druck angewendet. Nach D.D.S. Liu und R. Mac Farlane [6] kann man ansetzen:

$$s_{\text{U}} = \beta T^{\alpha} \quad (16)$$

Der Einfluß des Druckes wird von J. Warnatz [103] für die Wasserstoffverbrennung mit $s_{\text{U}} \sim p^m$ angegeben, wobei für $m \approx 0,2$ gilt. Man kann somit für die laminare Brenngeschwindigkeit den Ansatz

$$s_{\text{U}} = \beta T^{\alpha} p^m \quad (17)$$

machen.

Die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Temperatur lautet für ideale Gase

$$c = (\kappa RT)^{\frac{1}{2}}$$

Der Löschfaktor k_{L} ist abhängig von den Turbulenzen. Es gilt $k_{\text{L}}(\gamma)$. Unterhalb eines gewissen Turbulenzgrades gibt es keine Löschvorgänge, wodurch $k_{\text{L}} = 1$ und $\xi = \gamma$ gilt. Durch Erhöhung der Turbulenzen kann γ beliebig ansteigen, aber ξ und k_{L} gehen gegen Null.

Man erhält somit:

$$dMa_{\text{wir}} = \frac{1}{c} \left[\gamma k_{\text{L}} \beta \alpha T^{\alpha-1} p^m dT - \frac{u_{\text{B}}}{c} \frac{1}{2} (\kappa RT)^{-\frac{1}{2}} \kappa R dT \right] + \frac{1}{c} [\gamma k_{\text{L}} \beta T^{\alpha} m p^{m-1}] dp + \frac{1}{c_1} \left[k_{\text{L}} s_{\text{U}} + \gamma s_{\text{U}} \frac{\partial k_{\text{L}}}{\partial \xi} \right] d\gamma$$

$$dMa_{\text{wir}} = \frac{1}{c} \left[u_{\text{B}} \frac{\alpha}{T} dT - \frac{u_{\text{B}}}{2T} dT \right] + \frac{1}{c} \left[u_{\text{B}} \frac{m}{p} dp \right] + \frac{1}{c} \left[\frac{u_{\text{B}}}{\gamma} + \frac{u_{\text{B}}}{k_{\text{L}}} \frac{\partial k_{\text{L}}}{\partial \xi} \right] d\gamma$$

$$dMa_{\text{wir}} = Ma_{\text{B}} \left\{ \left[\alpha - \frac{1}{2} \right] \frac{dT}{T} + m \frac{dp}{p} + \left[1 + \frac{\gamma}{k_{\text{L}}} \frac{\partial k_{\text{L}}}{\partial \gamma} \right] \frac{d\gamma}{\gamma} \right\} \quad (18)$$

Die Temperaturerhöhung dT und Druckerhöhung dp durch eine von der Flamme ausgehende Druckstörung können über die Stoßgleichungen nach Abschn. 2.1.4 berechnet werden. Die Erhöhung der Turbulenzen und deren Einfluß auf die Brenngeschwindigkeit hängt dagegen in komplexer Weise von den Randbedingungen der Brenngasströmung und damit der Stärke und dem Laufweg der Druckstörung ab. Für die Beantwortung der Frage, ob die Deflagration instabil wird und spontan eine Stoßwelle erzeugt, kann aber in erster Näherung mit der Annahme $d\gamma/\gamma \approx 0$ gerechnet werden, die im folgenden noch näher erläutert wird. Die Erhöhung des Grades an Turbulenzen wirkt sich hinter einer Druckstörung erst nach einer bestimmten Anlaufänge aus, die von den Randbedingungen abhängt. Dieser Einfluß soll für die Auswertung des Stabilitätskriteriums außer Acht gelassen werden, und es soll von einer reinen Temperatur- und Druckabhängigkeit der Brenngeschwindigkeits-Machzahl bei konstantem Grad an Turbulenzen ausgegangen werden. Mit $d\gamma/\gamma = 0$ folgt

$$dMa_{\text{wir}} = Ma_{\text{B}} \left\{ \left[\alpha - \frac{1}{2} \right] \frac{dT}{T} + m \frac{dp}{p} \right\} \quad (19)$$

Mit der Annahme $d\gamma/\gamma \approx 0$ wird davon ausgegangen, daß die Zeitkonstante, mit der der indirekte Zweig des Rückkopplungskreises nach Bild 17 reagiert, wesentlich größer ist als die Zeitkonstante des direkten Zweiges. Bei einer infinitesimal dünnen Flamme ginge die Zeitkonstante des direkten Zweiges gegen Null. Die Zeitkonstante des indirekten Rückkopplungskreises ist im allgemeinen groß durch die zur Ausbildung von Turbulenzen notwendige, relativ große Anlaufänge. Eine instabile Rückkopplung über den indirekten Zweig läuft deshalb relativ langsam ab, wodurch sich keine Stoßwelle spontan bilden kann. In Bild 19 ist das Anwachsen der Stoßwellen-Machzahl vor der Flamme für einen instabilen Rückkopplungskreis qualitativ dargestellt. Die direkte Rückkopplung hat eine wesentlich kleinere Zeitkonstante, wodurch die Stoßwelle sehr schnell stärker wird. Dagegen ist die Zeitkonstante der indirekten Rückkopplung so groß, daß sie nicht zu einer fast sprungartigen Bildung einer Stoßwelle führen kann. Die Untersuchung der spontanen Bildung einer Stoßwelle und der dadurch mögliche spontane Übergang von der Deflagration in die Detonation ist aber ein Ziel dieser Arbeit.

4.3.2 Numerische Auswertung des Stabilitätskriteriums

Zur Auswertung der Stabilitätskriterien nach Abschn. 4.2 wurden die Druckstörungen berechnet, die sich für eine angenommene Störung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl $\Delta M a_{stör} > 0$ ergeben. Dies wurde bereits im Abschn. 3. beschrieben. Durch die Druckstörung, die in das Brenngas läuft, werden die Temperatur und der Druck vor der Flamme erhöht. Die durch diese Zustandsänderung bewirkte Veränderung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl $\Delta M a_{wirk}$ wurde mit Hilfe der empirischen Gleichung für die laminare Brenngeschwindigkeit $s_U = \beta T^\alpha p^m$ für H_2 -Luft-Wasserdampf-Gemische berechnet. Das Stabilitätsverhalten des direkten Rückkopplungskreises ist aus Bild 20 ersichtlich, in welchem der im Abschn. 4.2 definierte Stabilitätsparameter über dem Verhältnis der Brenngeschwindigkeit zur kritischen Brenngeschwindigkeit aufgetragen ist. Wie aus der im Abschn. 4.3.1 hergeleiteten Formel

$$\Delta M a_{wirk} = M a_B \left\{ \left[\alpha - \frac{1}{2} \right] \frac{\Delta T}{T} + m \frac{\Delta p}{p} \right\}$$

ersichtlich ist, hängt die Auswirkung einer Störung auf die Brenngeschwindigkeits-Machzahl für gegebenen Druck und Temperatur sehr stark von der Brenngeschwindigkeit selbst und der Stärke der erzeugten Druckstörung ab, also von den Größen ΔT und Δp . Die Stärke der erzeugten Druckwelle hängt bei einer vorgegebenen Störung aber wiederum fast nur von der Höhe der Brenngeschwindigkeit ab. Für eine gegebene Störung ergibt sich bei einer niedrigen Brenngeschwindigkeit eine sehr schwache Druckwelle. Die stärkste Druckstörung entsteht bei der Überschreitung der kritischen Brenngeschwindigkeit. In Bild 21 ist dieser berechnete Zusammenhang aufgetragen. Der Einfluß des Gemisches auf das Stabilitätsdiagramm nach Bild 20 steckt nur in den Parametern α und m , die sich für Wasserstoff-Luft-Wasserdampf-Gemische nur wenig ändern. Das Stabilitätsdiagramm in Bild 20 ist deshalb für alle H_2 -Luft-Wasserdampf-Gemische gültig. Für Brenngasgemische, die im Vergleich zur Wasserstoffverbrennung sehr unterschiedliche Parameter α und m haben, gelten dagegen andere Stabilitätsdiagramme. Ist z.B. der Parameter für die Temperaturabhängigkeit nicht wesentlich größer als $\alpha = 0,5$ und für die Druckabhängigkeit nicht wesentlich größer als $m = 0$, so bleibt die Deflagration im gesamten Bereich grenzstabil. Dagegen verschiebt sich die Stabilitätsgrenze zu niedrigeren Brenngeschwindigkeiten, falls α oder m sehr groß werden. Man kann somit folgende Feststellung treffen:

Eine Deflagration wird instabil und baut spontan eine Stoßwelle vor sich auf, sobald die Brenngeschwindigkeit die Stabilitätsgrenze erreicht, die für die H_2 -Verbrennung sehr nahe bei der kritischen Brenngeschwindigkeit liegt.

Nach dem Erreichen der Stabilitätsgrenze $u_{B,stab}$ wächst die Brenngeschwindigkeit sehr schnell auf $u_{B,krit}$, womit auch vereinfachend $u_{B,stab} \approx u_{B,krit}$ gesetzt werden kann. Für spezielle Randbedingungen ist es auch vorstellbar, daß der indirekte Rückkopplungsweig nach Bild 17 einen Beitrag zur spontanen Bildung einer Stoßwelle leisten kann. Dadurch wird die Stabilitätsgrenze zu niedrigeren Brenngeschwindigkeiten verschoben. Derartige spezielle Randbedingungen wären z.B. Turbulenzerzeuger mit sehr geringem Abstand im Strömungsfeld der Flamme.

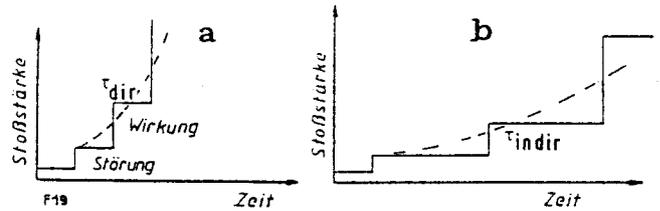


Bild 19. Qualitative Darstellung der Stoßwellen-Machzahl vor der Flamme in Abhängigkeit von der Zeit

a: Instabile direkte Rückkopplung nach Bild 17 mit einer Zeitkonstanten τ_{dir} , die im wesentlichen von der Flammendicke bestimmt wird
b: Instabile indirekte Rückkopplung über die Turbulenzen im Brenngas mit einer Zeitkonstante τ_{indir} , die vom Anlaufweg bis zur Ausbildung von Turbulenzen abhängt

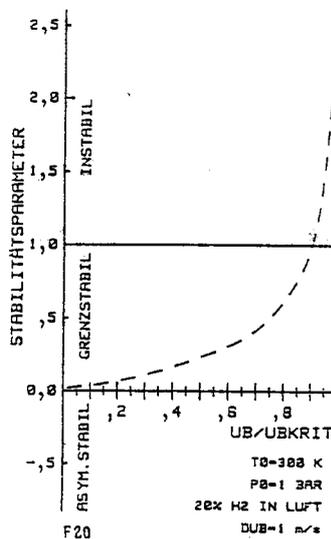


Bild 20. Stabilitätsdiagramm für den direkten Rückkopplungskreis nach Bild 17

Aufgetragen ist der Stabilitätsparameter $SP = \Delta M a_{wirk} / \Delta M a_{stör}$ über dem Verhältnis der Brenngeschwindigkeit zur kritischen Brenngeschwindigkeit; die Deflagration wird in der Nähe der kritischen Wärmezufuhr instabil

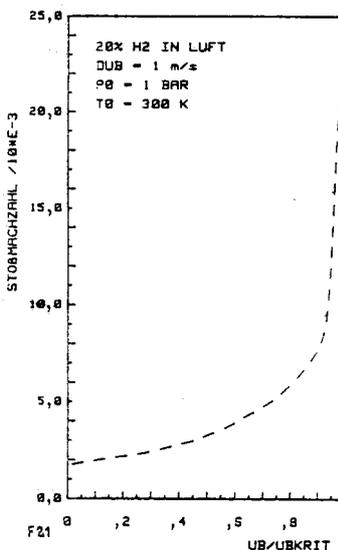


Bild 21. Stärke einer Druckstörung $\Delta M a_s$, die durch eine Änderung der Brenngeschwindigkeit um $\Delta u_B = 1$ m/s erzeugt wird

Aufgetragen ist $\Delta M a_s$ über dem Verhältnis der Brenngeschwindigkeit zur kritischen Brenngeschwindigkeit

4.4 Definition einer Grenze für den Übergang Deflagration-Defonation

Im Abschn. 4.3 wurde die Bedingung für die spontane Bildung einer Stoßwelle vor einer Flamme aufgestellt, die besagt, daß die Stabilitätsgrenze der Deflagration erreicht werden

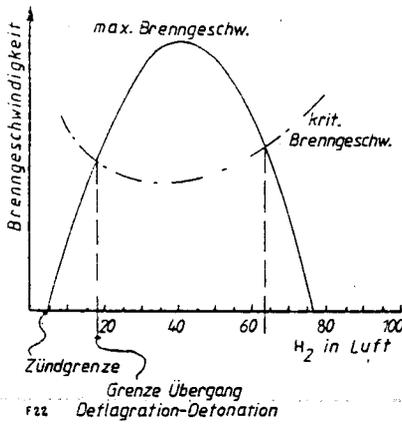


Bild 22. Schnittpunkt der maximalen turbulenten Brenngeschwindigkeit mit der Stabilitätsgrenze der Deflagration

Er legt die Grenzen für den Übergang Deflagration-Deflagration fest (qualitative Skizze); die Stabilitätsgrenze der Deflagration liegt bei der H₂-Verbrennung sehr nahe an der kritischen Brenngeschwindigkeit

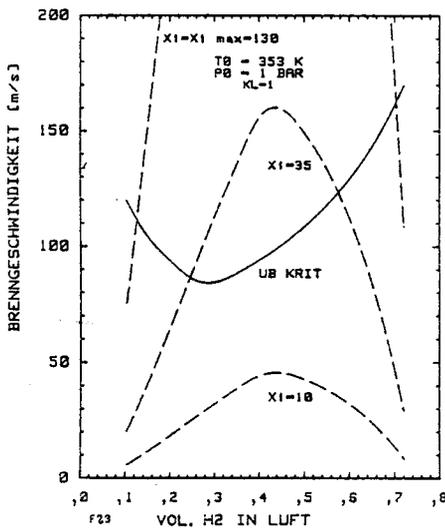


Bild 23. Nach dem Oberflächenmodell berechnete turbulente Brenngeschwindigkeiten von Wasserstoff-Luft-Gemischen mit $\xi = u_B/s_U$ als Parameter ($k_L = 1$) und die kritische Brenngeschwindigkeit als Funktion der H₂-Konzentration in Luft

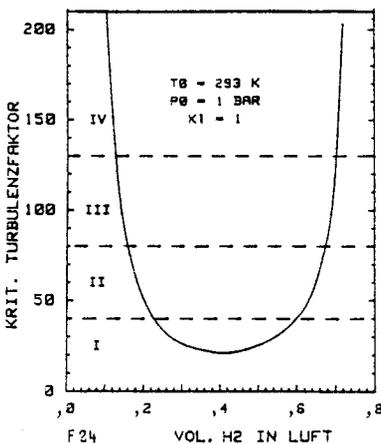


Bild 24. Kritischer Turbulenzfaktor $\xi_{krit} = u_{Bkrit}/s_U$ als Funktion der H₂-Konzentration mit $k_L = 1$

- Übergang Deflagration-Deflagration
- I relativ leicht möglich
 - II möglich
 - III prinzipiell noch möglich
 - IV unmöglich

muß, die für H₂-Luft-Wasserdampf-Gemische im Bereich der kritischen Wärmezufuhr liegt. Diese spontane Bildung einer Stoßwelle ist aber eine notwendige Bedingung für den Übergang Deflagration-Deflagration auf kurzem Wege. Demnach liegen Gemische, in denen die Stabilitätsgrenze der Deflagration aufgrund von Löschvorgängen nicht erreicht werden kann, außerhalb einer Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation. Dieser Zusammenhang ist in Bild 22 erläutert.

Für jedes Gemisch existiert bei einem gegebenen Zustand des Brenngases eine maximale turbulente Brenngeschwindigkeit. Die turbulente Brenngeschwindigkeit läßt sich durch Vergrößerung der Turbulenzen nicht beliebig erhöhen, da bei zu starker turbulenter Durchmischung Löschvorgänge auftreten. Dieser Zusammenhang wurde im Abschn. 2.3 ausführlich dargestellt. Je besser ein Brenngasgemisch brennen kann, also je weiter es von den Zündgrenzen entfernt ist, desto stärker können die Turbulenzen bis zum Einsetzen von Löschvorgängen werden. Nach Z.M. Shapiro und T.R. Moffette [84] ist bekannt, daß die Zündgrenzen schon durch geringe Turbulenzen im Brenngas enger werden. Dies ist durch Löschvorgänge zu erklären. Die Löschgrenzen werden immer enger, je höher die Turbulenzen werden. Ist die für ein Gemisch maximal mögliche Brenngeschwindigkeit kleiner als die zur spontanen Bildung einer Stoßwelle notwendige Brenngeschwindigkeit, die bei der H₂-Verbrennung etwa die kritische Brenngeschwindigkeit ist, so kann in diesem Gemisch bei gegebenem Anfangszustand kein Übergang von der Deflagration in die Detonation auf kurzem Wege stattfinden. Der Schnittpunkt zwischen der maximalen turbulenten Brenngeschwindigkeit und der kritischen Brenngeschwindigkeit legt deshalb die Grenzen für den Übergang von der Deflagration in die Detonation fest. Die theoretische maximale Brenngeschwindigkeit innerhalb dieser Grenzen ist nicht erreichbar, da die Deflagration kurz vor dem Erreichen der kritischen Brenngeschwindigkeit instabil wird und den Anfangszustand vor der Flamme durch Bildung einer Stoßwelle massiv verändert.

4.5 Zusammenhang zwischen der Grenze für den Übergang Deflagration-Deflagration, der kritischen und laminaren Brenngeschwindigkeit

Nach der Ausführung im Abschn. 4.4 kann der Übergang von der Deflagration in die Detonation dann stattfinden, wenn die turbulente Brenngeschwindigkeit so hoch wird, daß die Stabilitätsgrenze der Deflagration erreicht ist, an der sich spontan eine Stoßwelle vor der Flamme bildet. Die Stabilitätsgrenze liegt nach den Berechnungen im Abschn. 4.3.2 für H₂-Luft-Wasserdampf-Gemische sehr nahe an der kritischen Brenngeschwindigkeit. Die kritische Brenngeschwindigkeit kann für jedes Brenngasgemisch aus H₂, Luft und Wasserdampf in Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen iterativ aus den Gleichungen im Abschn. 2. berechnet werden. Setzt man für die turbulente Brenngeschwindigkeit das im Abschn. 2.2.2 aufgestellte Oberflächenmodell

$$u_B = \frac{A_{Fl}}{A} k_T k_L s_U = \xi s_U$$

an, so läßt sich ein Faktor ξ_{krit} definieren, der angibt, wie stark die laminare Brenngeschwindigkeit durch Turbulenzen im Brenngas erhöht werden muß, um die kritische Brenngeschwindigkeit zu erreichen.

$$\xi_{krit} = \frac{u_{Bkrit}}{s_U}$$

Außerhalb der Grenzen für den Übergang in die Detonation ist dieser theoretische Faktor $\xi_{krit} > \xi_{max}$, der durch Löschvorgänge bestimmt wird. ξ_{krit} läßt sich in Abhängigkeit vom Brenngasgemisch berechnen, falls man eine Gleichung für die laminare Brenngeschwindigkeit hat. Für Wasserstoff-Luft-Wasserdampf-Gemische wurde von D.D.S. Liu und R. MacFarlane [63] für $p=1$ bar die Formel

$$s_U = \beta T^a$$

aufgestellt, die schon im Abschn. 4.3.1 angewendet wurde. Da diese Korrelationsgleichung nicht die Verschiebung der Zündgrenzen in Abhängigkeit von der Wasserdampfkonzentration enthält, kann man mit ihr bei hohen Wasserdampfanteilen und überstöchiometrischen Gemischen nur sehr schlecht arbeiten. Für trockene H_2 -Luft-Gemische gibt sie die Meßwerte und die Lage der Zündgrenzen, an denen $s_U=0$ gelten muß, sehr gut wider. Auch der unterstöchiometrische Ast für feuchte Gemische bis zu Wasserdampfanteilen von 45 Vol.-% dürfte gute Werte liefern.

In Bild 23 sind turbulente Brenngeschwindigkeiten von Wasserstoff-Luft-Gemischen gestrichelt eingetragen. Sie stellen ein Vielfaches der nach der angegebenen Formel berechneten laminaren Brenngeschwindigkeit für $p=1$ bar dar. Die kritische Brenngeschwindigkeit ist als durchgezogene Linie eingezeichnet. Sie wurde aus den Gleichungen im Abschn. 2. berechnet. Aus den Schnittpunkten der turbulenten Brenngeschwindigkeit mit der kritischen Brenngeschwindigkeit erhält man den Faktor $\xi_{krit} = u_{Bkrit}/s_U$. Dieser kritische Turbulenzfaktor ist in Bild 24 ohne Berücksichtigung des Einflusses von Löschvorgängen ($k_L=1$) über der H_2 -Konzentration in Luft aufgetragen. Ein kleiner kritischer Turbulenzfaktor bedeutet, daß die Turbulenzen im Brenngas nicht allzu hoch sein müssen, damit ein Übergang von der Deflagration in die Detonation möglich wird. An den Grenzen für den Übergang von der Deflagration in die Detonation wächst der kritische Turbulenzfaktor sehr stark an. Dieser Faktor ist ein Maß für

die Turbulenzen, die in das Brenngas gebracht werden müssen, damit ein Übergang stattfinden kann. Könnte man die Löschvorgänge an den Grenzen bei der Berechnung des kritischen Turbulenzfaktors mitberücksichtigen, so ginge ξ_{krit} an den Grenzen für den Übergang von der Deflagration in die Detonation gegen unendlich, da die laminare Brenngeschwindigkeit durch Löschvorgänge gegen Null ginge; mit $\xi_{krit} = u_{Bkrit}/s_U$. Ein Übergang in die Detonation ist also für diese Gemische unmöglich. Man kann in Bild 24 grob vier Bereiche unterscheiden, die ein unterschiedliches Potential des Brenngases für den Übergang in die Detonation ausdrücken. Im Bereich I, der bis zu einem kritischen Turbulenzfaktor von $\xi_{krit}=40$ festgelegt ist, ist ein Übergang von der Deflagration in die Detonation in bezug auf das Brenngasgemisch relativ leicht möglich. Für Brenngasgemische, die im Bereich IV liegen, ist ein Übergang von der Deflagration in die Detonation auszuschließen, wie aus den Versuchen nach Abschn. 6. hervorgeht, da die maximale Brenngeschwindigkeit kleiner ist, als die für den Übergang notwendige kritische Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze für die Deflagration. Für Gemische in den Bereichen II und III wird ein Übergang, bei sonst gleichen Randbedingungen, mit steigendem kritischen Turbulenzfaktor immer schwieriger und somit unwahrscheinlicher.

Da für Wasserstoff-Luft-Wasserdampf-Gemische keine umfassende Gleichung für die laminare oder turbulente Brenngeschwindigkeit existiert, kann der kritische Turbulenzfaktor für diese Gemische nicht berechnet werden. Qualitativ läßt sich allerdings sagen, daß sich die Kurven mit steigendem Wasserdampfanteil zu höheren kritischen Turbulenzfaktoren verschieben müssen, und ein Übergang von der Deflagration in die Detonation – unter sonst gleichen Randbedingungen – immer unwahrscheinlicher wird. Die Kurven für Brenngasgemische mit einem Wasserdampfanteil über 35 Vol.-% H_2O in H_2 und Luft liegen, den Versuchsergebnissen nach Abschn. 6. zu Folge, alle im Bereich IV, in dem ein Übergang Deflagration-Detonation unmöglich ist.

5. Experimente zum Übergang Deflagration-Detonation im Explosionsrohr ohne Einbauten

Die im Abschn. 3. und 4. aufgestellte Theorie sagt voraus, daß die Flamme kurz vor dem Erreichen der kritischen Brenngeschwindigkeit wegen der dann auftretenden thermofluidynamischen Instabilität sehr schnell eine Stoßwelle vor sich aufbauen muß, und auch die Flammengeschwindigkeit dadurch sprunghaft anwächst. Bevor die im Abschn. 4. definierte Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation in H_2 -Luft-Wasserdampf-Gemischen experimentell bestimmt wurde, wurden Messungen in stöchiometrischem Wasserstoff-Luft-Gemisch mit der Absicht durchgeführt, die plötzliche Entstehung einer Stoßwelle vor der Flamme nachzuweisen und damit die vorher aufgestellte Theorie zu bestätigen.

5.1 Versuchsaufbau – Explosionsrohr

Zur Untersuchung des Übergangs von der Deflagration in die Detonation wurde ein aus vier Teilen bestehendes 6 m langes Explosionsrohr mit einem Innendurchmesser von 66,6 mm gebaut. Mit einer Wanddicke von 11 mm wird die Fließgrenze bei einer Belastung von 300 bar erreicht. Nach

diesem zulässigen Belastungsdruck sind auch die Verschlussdeckel an den Rohrenden, Armaturen und Zuleitungen ausgelegt. Die vier Rohrteile sind jeweils mit Heizkammern ummantelt. Über diese Heizkammern kann das Explosionsrohr auf 130 °C aufgeheizt werden, wobei diese Maximaltemperatur durch den Kunststoff der benutzten O-Ring-Dichtungen und der thermischen Belastbarkeit der benutzten Faseroptiken begrenzt ist. Ein Längsschnitt durch einen Teil des Explosionsrohres ist in Bild 25 zu sehen. In die Rohrwand sind 100 Klemmverschraubungen eingeschweißt, die zum Anschluß von Rohrzuführungen oder Meßaufnehmern angewendet werden können. Die Innenfläche des Rohres ist nicht nachbearbeitet, wodurch die Oberflächenrauigkeit relativ groß und die Formgenauigkeit relativ gering ist.

Ein Dampferzeuger mit einer Leistung von 3 kW dient zur Beheizung des Explosionsrohres und zur Bereitstellung von Dampf für die Explosionsversuche. Die Durchmischung von Wasserstoff und Luft wurde mit einer Mischvorrichtung erreicht, die nach dem Prinzip der kritischen Blendenströmung arbeitet. Eine Schemazeichnung dieser Mischvorrichtung ist in Bild 26 zu sehen.

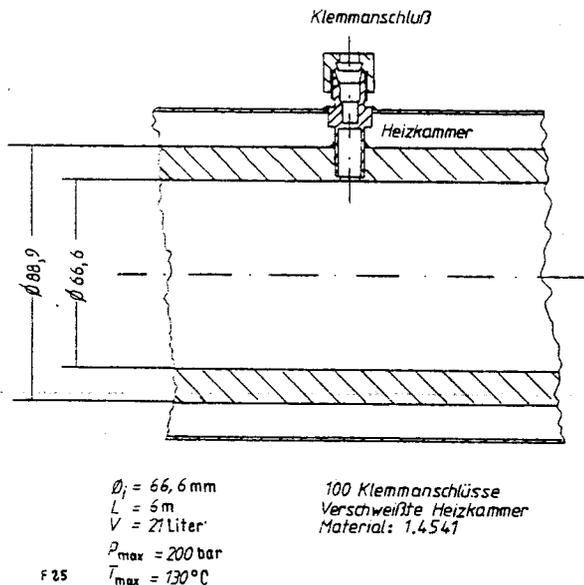


Bild 25. Längsschnitt durch das Explosionsrohr

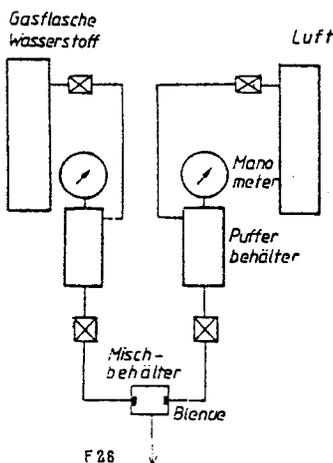


Bild 26. Schemazeichnung der Mischvorrichtung für Wasserstoff und Luft

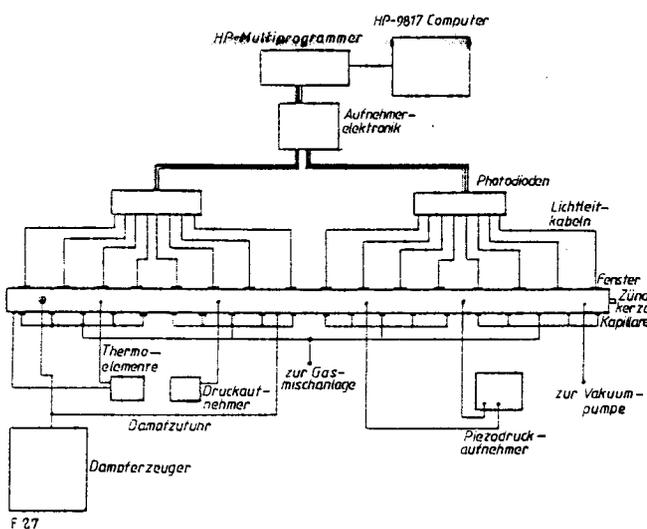


Bild 27. Explosionsrohr zur Messung der Flammgeschwindigkeit und zur Untersuchung des Überganges von der Deflagration in die Detonation

Die Geschwindigkeit eines Gases in einer Blende kann maximal Schallgeschwindigkeit erreichen. Bei dieser kritischen Blendenströmung hängt der Durchsatz nur noch linear vom Ruhedruck p_0 eines Behälters ab, wobei von der Annahme ausgegangen wird, daß für die Temperatur im Behälter $T_0 = \text{const.}$ gilt. Diese Zusammenhänge können z.B. bei E. Truckenbrodt [98] nachgelesen werden. Die Kalibrierung des Durchsatzes wurde mit einer Gasflasche durchgeführt, wobei die Druckänderung über der Zeit in dieser Flasche gemessen wurde. Das Verhältnis der Volumenströme von Wasserstoff zu Luft ist dabei proportional zum Verhältnis der Druckänderungen. Der Blendendurchmesser für den Wasserstoffstrom ist 0,1 mm, der für den Luftstrom 0,4 mm bzw. 0,7 mm für magere H_2 -Luft-Gemische. Die Blenden sind in eine Mischkammer eingebaut, von der eine Leitung zu einem Vorratsbehälter führt. Die mit dieser Anordnung zu erreichende Reproduzierbarkeit der Gemische beträgt $\pm 0,1 \text{ Vol.-% H}_2$, was allein durch den Geräte- und Ablesefehler der Manometer an den Pufferbehältern verursacht wird. Die H_2 -Konzentrationen im H_2 -Luft-Gemisch wurden zu diesem Zweck mit einem Gaschromatographen nachgemessen. Zur Erzeugung eines homogenen Dreistoffgemisches bestehend aus H_2 , Luft und Wasserdampf ist das Explosionsrohr mit 20 Gaszufuhrleitungen versehen, über die das vorgemischte H_2 -Luft-Gemisch in den vorher in das Rohr eingebrachten Wasserdampf eingedüst wird. Damit durch jede der 20 Gaszufuhranschlüsse der gleiche Massenstrom fließt, sind in diese Kapillarröhrchen mit einem Durchmesser von 1 mm und einer Länge von 30 mm eingebaut. Dadurch können die unterschiedlichen Druckverluste der verschiedenen langen Zufuhrleitungen vernachlässigt werden. Außerdem hat diese Konstruktion den Vorteil, daß die Einströmgeschwindigkeit des H_2 -Luft-Gemisches in den ruhenden Wasserdampf erhöht und die Durchmischung verbessert wird. Das Brenngas wird durch den Funken einer Zündkerze gezündet, die ihre Hochspannung von einer Induktionsspule erhält. Eine Skizze der Versuchsanlage zeigt Bild 27. Vor jedem Versuch wird das Explosionsrohr bis auf einige Millibar evakuiert. Bei diesem Restdruck tritt keine Verfälschung des Mischungsverhältnisses mehr auf.

5.2 Meßtechnik

Die Gesamtdauer eines Explosionsversuches liegt im Bereich von einigen Millisekunden bis zu einigen Zehntelsekunden. Die Geschwindigkeiten der auftretenden Druck- und Detonationswellen reichen in Wasserstoff-Luft-Gemischen bis über 2000 m/s. Daraus ergibt sich als Anforderung an die Meßtechnik vor allem eine hohe zeitliche Auflösung. Zur Messung von Druckwellen und Detonationsdrücken stehen drei Piezodruckaufnehmer mit einer Eigenfrequenz von 400 kHz zur Verfügung. Piezodruckaufnehmer sind nur zur Aufnahme von schnellen Drucktransienten geeignet. Um zeitliche Verzögerungen auszuschließen, sind diese Druckaufnehmer plan in die Explosionsrohrwand eingebaut. Zur Messung des Anfangsdruckes und des volumetrischen Wasserdampfanteils über den Partialdruck ist ein Membran-Absolutdruckaufnehmer an das Explosionsrohr angeschlossen. Um diesen vor den hohen Detonationsdrücken zu schützen, wurde ein Absperrventil zwischen Explosionsrohr und Druckaufnehmer geschaltet. Die Gemischtemperatur im Rohr wird mit einem Mantelthermoelement und die Rohrtemperatur mit weiteren vier Thermoelementen bestimmt. Zur Aufnahme der kurzen transienten Vorgänge während eines Explosionsversuches stehen zwei Zweikanal-Transientenrekorder mit einer Abtastfrequenz von 2 MHz zur Verfügung.

Die Flammenausbreitung im Explosionsrohr wird mittels eines optoelektronischen Aufnahmesystems und einer rechnergesteuerten Meßelektronik erfaßt. Dieses Meßverfahren, das in ähnlicher Weise schon von U. Spicher [90] zur Untersuchung der Flammenausbreitung im Ottomotor angewendet wurde, hat gegenüber photokinematischen Verfahren den Vorteil, daß der räumliche Meßbereich nicht begrenzt ist. Es kann somit die Flammenausbreitung über einen langen Laufweg registriert werden. Die Ankunft einer Flamme ist dadurch erkennbar, daß die Temperatur im Gas ansteigt, Strahlung emittiert wird, sich die Zusammensetzung des Gases durch die chemische Reaktion ändert und die optischen Eigenschaften verändert werden. Daraus ergeben sich die verschiedenen Meßverfahren und benutzbaren Aufnehmer-systeme. Für das aus dem beschriebenen Grund ausgewählte elektronische Meßverfahren sind verschiedene Aufnehmer möglich. Der Temperaturanstieg in der Flamme könnte mit Thermoelementen registriert werden. Diese Möglichkeit scheidet wegen der relativ großen Trägheit von Thermoelementen aus. Die häufig benutzten Ionisationssonden, die die Ankunft der Flamme dadurch anzeigen, daß die an den Elektroden angelegte Hochspannung durchbricht, haben den Nachteil, daß sie wenig benutzerfreundlich sind und sie beim Durchbrechen der Hochspannung hochfrequente Spannungsspitzen erzeugen, die die übrige Meßtechnik stören. Als Aufnehmer wurden Siliziumphotodioden ausgewählt, die auf die von der Flamme emittierte Strahlung ansprechen. In Bild 28 sind die bei der Wasserstoffverbrennung auftretenden wesentlichen Emissionsspektren für den interessanten Wellenlängenbereich aufgezeichnet (U. Spicher [90], A.G. Gaydon [32], E. Schmidt [81]). Der interessante Wellenlängenbereich ist über die Durchlässigkeit von Quarzglas bestimmt. Bevor die Strahlung den Aufnehmer erreichen kann, muß sie über ein für diese Strahlung durchlässiges Material aus dem Explosionsrohr heraustreten können. Zu diesem Zweck wurden kleine Quarzglasfenster in das Explosionsrohr eingebaut. Quarzglas hat einen Durchlässigkeitsbereich für optische Strahlung von 250 nm bis 1500 nm. Der Hauptstrahlungsanteil bei der Wasserstoffverbrennung rührt vom Rotationsschwingungsspektrum des dreiatomigen Wasserdampfes her. Die Wasserstoffflamme ist für das menschliche Auge nur sehr schwach sichtbar, da es nur Strahlung zwischen 380 nm und 780 nm wahrnehmen kann. Je nach der bei der Verbrennung austretenden Temperatur ist die Wasserstoffflamme unsichtbar, blau und bei sehr hohen Temperaturen gelb. Dies wurde bei den Versuchen zur Selbstzündung und den Zündgrenzen, die in einer früheren Arbeit veröffentlicht wurden (F. Mayinger und N. Brehm [66]), beobachtet. Aus Bild 28 geht hervor, daß für die bläuliche Färbung die Emissionsbanden des O_2 verantwortlich sind, die in heißen Flammen sichtbar werden (A.G. Gaydon [32]). Die gelbe Farbe rührt von dem bei 600 nm liegenden Spektrum des Wasserdampfes her, das aber erst bei sehr hohen Temperaturen sichtbar wird, wie sie z.B. in Detonationen auftreten. Die Auswahl eines geeigneten optischen Aufnehmers wurde danach getroffen, inwieweit er die starken Emissionsspektren aufnehmen kann, die innerhalb der Durchlässigkeit von Quarzglas liegen.

Aus Vorversuchen mit UV-empfindlichen Photodioden und Photomultipliern ging hervor, daß der ultraviolette und blaue Anteil des Emissionsspektrums keinen wesentlichen Beitrag zur gesamten Strahlungsintensität liefert. Im wesentlichen strahlt die Wasserstoffflamme im infraroten und gelben Bereich. Für diesen Bereich sind Photodioden, die im Gegensatz zu Photomultipliern keinerlei Probleme bei der Handhabung machen und wesentlich billiger sind, besonders geeignet. Zur Auswahl standen somit noch Germanium- und Silizium-

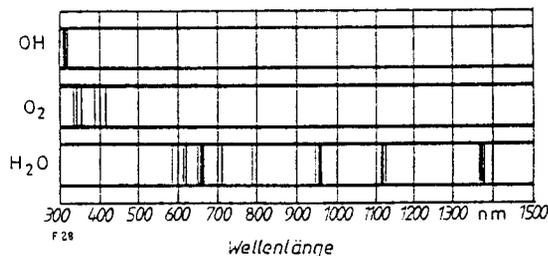


Bild 28. Emissionsspektren der Gase bei der Wasserstoffverbrennung in Luft im Durchlässigkeitsbereich von Quarzglas

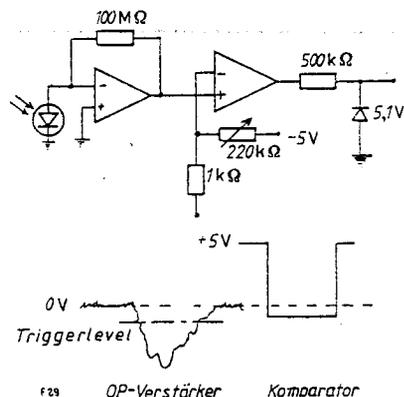


Bild 29. Elektronische Beschaltung der Photodioden und Signalverlauf an den Ausgängen der Komponenten

Der erste Operationsverstärker ist als Strom-Spannungs-Umformer geschaltet; am Ausgang liegt eine dem Photostrom proportionale negative Spannung an; der zweite Operationsverstärker dient als Komparator, dessen Ausgang von +5 V auf -5 V springt, sobald der einstellbare Triggerlevel unterschritten wird; damit an der angeschlossenen Meßelektronik keine negativen Spannungen anliegen, ist eine Diode am Ausgang des Komparators gegen Masse geschaltet

photodioden. Benutzt wurden letztlich Siliziumphotodioden, deren Aufnahmeempfindlichkeit im infraroten Bereich zwar schon bei 1100 nm gegen Null geht, die aber wesentlich preisgünstiger sind. Der Empfindlichkeitsbereich von Germaniumphotodioden reicht dagegen weit in den infraroten Wellenlängenbereich. Um die Photodioden vor den erhöhten Anfangstemperaturen zu schützen, die bei Versuchen eingestellt wurden, wurden sie nicht direkt in die Explosionsrohrwand eingebaut. Die optische Strahlung aus dem Explosionsrohr wurde zu den Photodioden über Quarzglaslichtleiter übertragen. Diese waren verschiebbar in das Explosionsrohr eingebaut, so daß der Einstrahlwinkel und somit die räumliche Auflösung sowie die Intensität der einfallenden Strahlung variiert werden konnten.

Der von der Photodiode erzeugte Photostrom wurde mit einem FET-Operationsverstärker, der als Strom-Spannungs-Umformer geschaltet war, in eine dem Strom proportionale Ausgangsspannung verwandelt. Ein zweiter Operationsverstärker wurde als Komparator mit einstellbarer Triggerschwelle beschaltet. Diese einfache elektronische Schaltung ist in Bild 29 näher erklärt. Das Ausgangssignal des Komparators ist ein „Ja-Nein“-Signal, das anzeigt, ob die Flamme am jeweiligen Ort ist oder nicht.

Die weitere Verarbeitung dieser digitalen Signale geht aus Bild 30 hervor. Eine schnelle Speicherkarte, die über eine Timer-Karte getaktet wird, nimmt die digitalen Zustände von 16 Photodiodenausgängen als 16-Bit-Wort auf. Diese Meßkarten sind in einem HP-Multiprogrammer-Gehäuse untergebracht und werden von einem HP-Personalcomputer softwaremäßig gesteuert. Die Meßdatenaufnahme wird extern durch

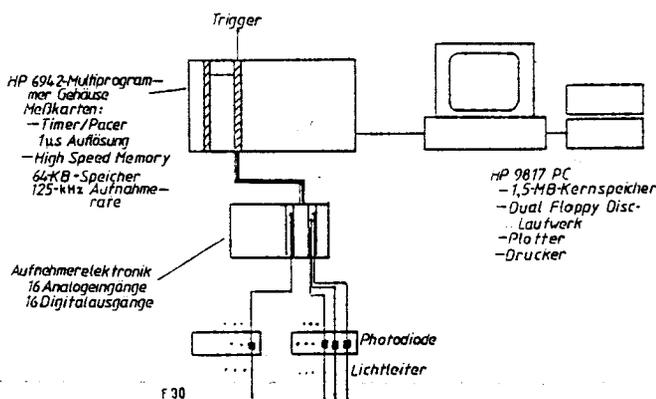


Bild 30. Prinzip des Meßsystems zur Aufnahme des Weg-Zeit-Diagramms der Flammenbewegung im Explosionsrohr

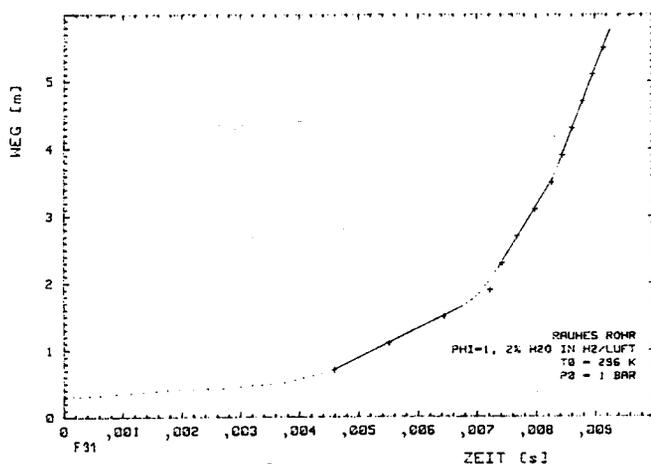


Bild 31. Weg-Zeit-Diagramm der Flamme im Explosionsrohr ohne Einbauten

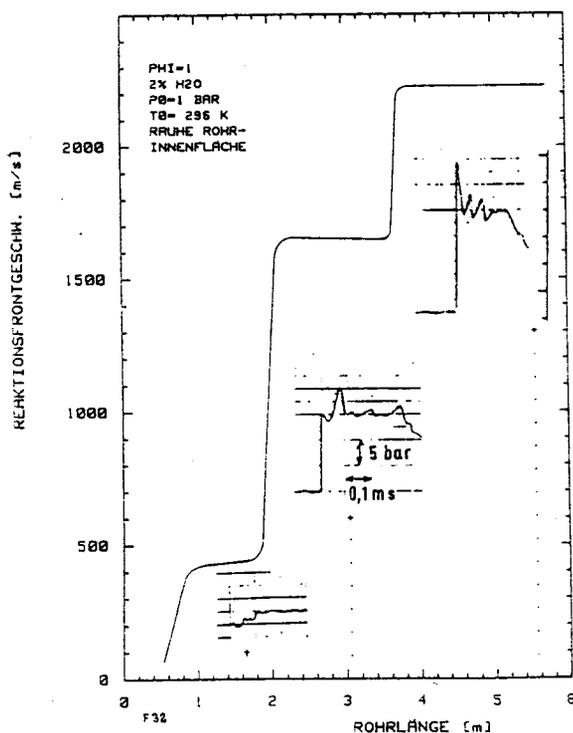


Bild 32. Flammen- bzw. Detonationsgeschwindigkeit über der Rohrlänge im beidseitig geschlossenen Rohr im stöchiometrischen H₂-Luft-Gemisch

Die Reaktionsfrontgeschwindigkeiten wurden aus den geglätteten Weg-Zeit-Kurven ermittelt; eingetragen sind auch drei Druckverläufe, wie sie an einigen Stellen aufgezeichnet wurden

die Flamme über eine optoelektronische Schaltung getriggert. Nach jedem Versuch wird der Inhalt der Speicherkarte auf den HP-Computer übermittelt. Über ein Auswertprogramm werden anschließend die 16-Bit-Worte decodiert und in den Dualcode zurückgeführt. Auf diese Weise erhält man für jede Taktzeit den Ort, an dem sich gerade die Flammenfront befindet. Die maximale räumliche Auflösung betrug 10 cm, was durch den Abstand der Lichtleiterhalterungen im Explosionsrohr begründet war. Die zeitliche Auflösung wurde nach der maximalen Flammengeschwindigkeit und der gesamten Meßzeit ausgerichtet.

5.3 Messung der Reaktionsfrontgeschwindigkeit über der Rohrlänge in stöchiometrischem H₂-Luft-Gemisch

Das Explosionsrohr wurde auf einige Millibar evakuiert und mit stöchiometrischem H₂-Luft-Gemisch auf 1 bar bei 23 °C gefüllt. Nach der Zündung an einem Rohrdeckel wurde das vorher beschriebene Meßsystem getriggert und der zurückgelegte Weg der Flammenfront in Abhängigkeit von der Zeit ermittelt. Der Abstand der optischen Aufnehmer wurde auf 40 cm eingestellt. In Bild 31 ist eine mit dem optoelektronischen Meßsystem aufgenommene Weg-Zeit-Kurve über der Rohrlänge wiedergegeben. Diese Weg-Zeit-Kurve war bei einer größeren Anzahl von Versuchen vom typischen Verlauf her voll reproduzierbar. Typisch ist vor allem das Auftreten von zwei Knicken. Deutlicher wird dies, wenn man die zeitliche Ableitung – also die Geschwindigkeit der Flamme über der Rohrlänge – aufträgt. Da beim Differenzieren geringe Schwankungen im Meßverlauf sehr verstärkt werden, wurde die Weg-Zeit-Kurve zur Ermittlung der Flammengeschwindigkeit graphisch geglättet.

In Bild 32 ist die aus den Meßwerten ermittelte Flammen- bzw. Detonationsgeschwindigkeit über der Rohrlänge aufgetragen. Der prinzipielle Geschwindigkeitsverlauf war, wie ausgeführt, sehr gut reproduzierbar.

Das auffälligste und bislang in der Literatur nicht beobachtete Ergebnis dieser Versuche ist die sehr diskontinuierliche Beschleunigung der Flamme beim Übergang von der Deflagration in die Detonation und das Auftreten zweier Zwischenplateaus bei 450 m/s und 1650 m/s. Auf diesen Zwischenplateaus bleibt die Flammengeschwindigkeit über eine längere Strecke nahezu konstant und wächst dann beinahe sprunghaft an. Diese sprunghafte Erhöhung der Flammengeschwindigkeit zeigt sich auch sehr deutlich in den örtlich aufgenommenen Druckverläufen, die in Bild 32 eingetragen sind. Während der Druckanstieg vor der Flamme bis zu einer Entfernung von 2 m von der Zündstelle sehr gering ist, hat sich bei einer Flammengeschwindigkeit von 1650 m/s eine starke Stoßwelle vor der Flamme gebildet, die in geringem Abstand vor der Flamme läuft. Der Druckverlauf bei 5,65 m unterscheidet sich wiederum deutlich von der vorherigen Stoßwelle und ist typisch für eine Detonation. Dieser prinzipielle Unterschied in der Verbrennungsform geht auch aus dem von einer Photodiode abgegebenen Spannungssignal hervor.

In Bild 33 sind das Druck- und Strahlungssignal bei einer Flammengeschwindigkeit von 1650 m/s und in Bild 34 bei der Detonationsgeschwindigkeit von 2200 m/s wiedergegeben.

5.4 Diskussion der Vorgänge beim Übergang Deflagration-Detonation

Der Übergang von der Deflagration in die Detonation im Rohr läßt sich in drei wesentliche Phasen gliedern, die in Bild 35 bis Bild 38 dargestellt sind. Nach der Zündung verliert

die laminare Flamme durch Taylor-Markstein-Instabilitäten, die z.B. bei R.A. Strehlow [95] erklärt sind, sehr schnell ihre glatte Oberfläche. Durch den Zündvorgang und die relativ geringe Beschleunigung der Flamme durch das Auftreten der Taylor-Markstein-Instabilität entsteht eine schwache Druckwelle, die sich schnell von der Flamme wegbewegt. Die durch die Bewegung des Gases hinter der schwachen Druckwelle entstehende Grenzschicht wird nach einer gewissen Anlaufänge turbulent und umso dicker, je weiter sich der Stoß von der Flamme entfernt. Läuft die Flamme in diese turbulente Grenzschicht, so bewirkt diese eine Erhöhung der Brenngeschwindigkeit. Diese Erhöhung der Brenngeschwindigkeit führt wiederum zur Aussendung von Druckstörungen, die die Temperatur und nach einer gewissen Anlaufänge auch die Turbulenzen erhöhen. Wie im Abschn. 3. gezeigt wurde, sind aber diese an der Deflagration erzeugten Druckwellen sehr schwach, wodurch kein instabiler Rückkopplungsmechanismus zwischen Druckwellen und Flamme auftreten kann. Beim Eintritt in die turbulente Grenzschicht tritt die typische Grenzschichtflamme auf, die im Strömungskern zurückbleibt, in dem die Turbulenz am geringsten ist. Durch die turbulente Grenzschicht wird die Flamme stark beschleunigt, was sich im Versuch in der Erhöhung der Flammengeschwindigkeit zwischen 0,6 m und 1 m zeigt.

Nach dem Eintreten der Flamme in die turbulente Grenzschicht und der damit verbundenen starken Beschleunigung tritt ein Zustand zwischen 1 m und 2 m auf, in dem die Flammengeschwindigkeit nahezu konstant bei 450 m/s bleibt. Die im Versuch zwischen 0 und 2 m auftretenden und gerade beschriebenen Vorgänge sind in Bild 35 schematisch dargestellt.

Ein entscheidender und bisher noch nicht erkannter Zwischenschritt beim Übergang von der Deflagration in die Detonation ist die plötzliche Bildung einer starken Stoßwelle vor der Flamme und die damit verbundene hohe Flammenbeschleunigung. Dieser Sprung in der Flammengeschwindigkeit tritt im Versuch bei 2 m auf. Eine Erklärung für diesen Vorgang liegt im Auftreten der in Abschn. 4. theoretisch hergeleiteten Instabilität der Deflagration im Bereich der kritischen Wärmezufuhr. Diese kritische Wärmezufuhr wird nach 2 m erreicht, wodurch sich ein instabiler Rückkopplungsmechanismus zwischen der Flamme und den Druckstörungen, die von dieser ausgehen, bildet. Der instabile Rückkopplungsmechanismus läuft solange ab, bis ein thermo-fluidodynamisch stabiler Zustand erreicht ist. Dieser Zustand stellt sich im Versuch nach 2,3 m ein. Die Flammengeschwindigkeit beträgt dabei circa 1650 m/s. Eine stationäre Lösung für eine Überschallreaktionsfront bei einer Geschwindigkeit, die kleiner als die der Detonation ist, existiert für eine Überschallflamme, bei der die Verluste eine Rolle spielen. Dies wurde im Abschn. 2.1.3 gezeigt. Die bei 1650 m/s auftretende Überschallflamme besteht aus einer Stoßwelle und einer in einem Abstand mit gleicher Geschwindigkeit laufenden hochturbulenten Flamme. Dieses System hat eine relativ große Länge, wodurch die Reibung und die Druckverluste im Gegensatz zur Detonation eine Rolle spielen. Die Dicke der Detonationsfront ist um ein Vielfaches geringer, als die der Überschallflamme, die sich mit 1650 m/s ausbreitet, wird die kritische Wärmezufuhr erreicht, was aus der Theorie im Abschn. 2.1.3 hervorgeht. In Bild 36 sind die Vorgänge beim Übergang von der Deflagration in die Detonation zwischen 2 m und 2,3 m schematisch dargestellt.

Der letzte Übergang in die Detonation erfolgt durch Selbstzündung des Brenngases hinter der Stoßwelle der Überschallflamme. Die Selbstzündung ist dabei keine rein thermische Zündung, wie J.W. Meyer [67] gezeigt hat, sondern es spielen Radikale eine Rolle, die aus der Flamme diffundieren.

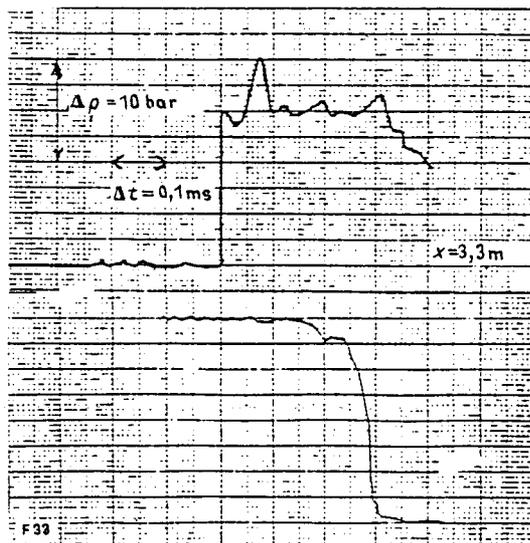


Bild 33. Druck- und Strahlungssignal (unten) zum Flammengeschwindigkeitsverlauf nach Bild 28 an der Stelle $x = 3,3$ m

Die Steigung des Strahlungssignals hängt vom Blendenöffnungswinkel α des Lichtleiters ab ($\alpha = 2,3^\circ$)

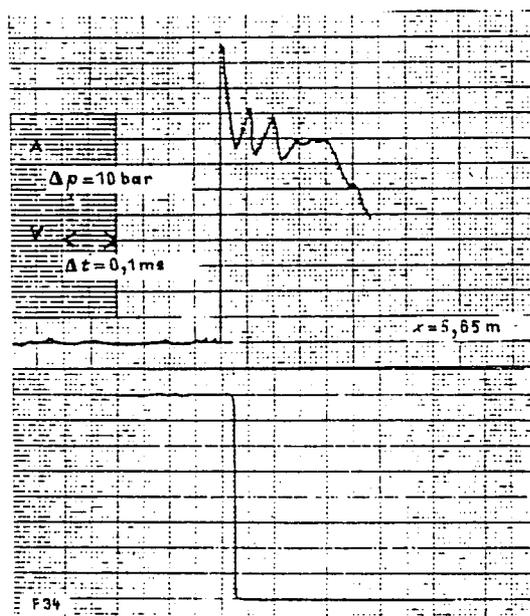


Bild 34. Druck und Strahlungssignal der Detonation bei $x = 5,65$ m (Blendenöffnungswinkel $\alpha = 2^\circ$)

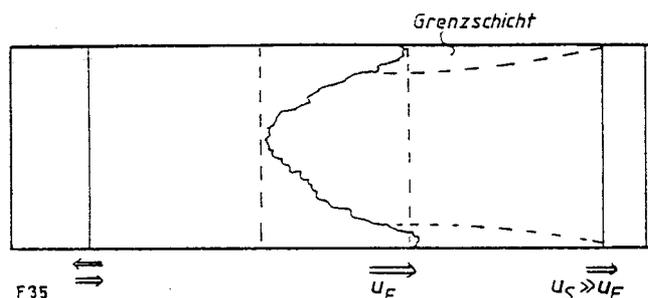


Bild 35. Schematische Darstellung der Flammenbeschleunigung und Druckwellenerzeugung in der ersten Phase des Überganges von der Deflagration in die Detonation

Diese erste Phase läuft im vorher beschriebenen Versuch zwischen 0 und 2 m ab; in diesem Bereich ist die Reaktionsfront noch eine Deflagration

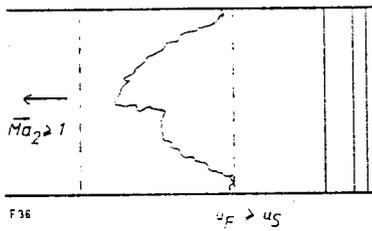


Bild 36. Schematische Darstellung der Flammen-Druckwellen-Instabilität in der zweiten Phase des Übergangs in die Detonation

Diese zweite Phase läuft im vorher beschriebenen Versuch zwischen 2 m und 2,3 m ab; ab 2 m ist die kritische Wärmezufuhr erreicht, was zwangsläufig zur Bildung einer starken Stoßwelle führt.

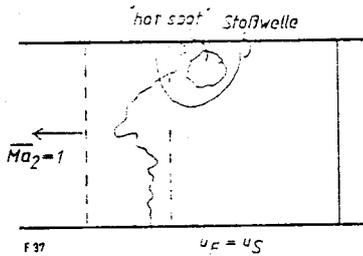
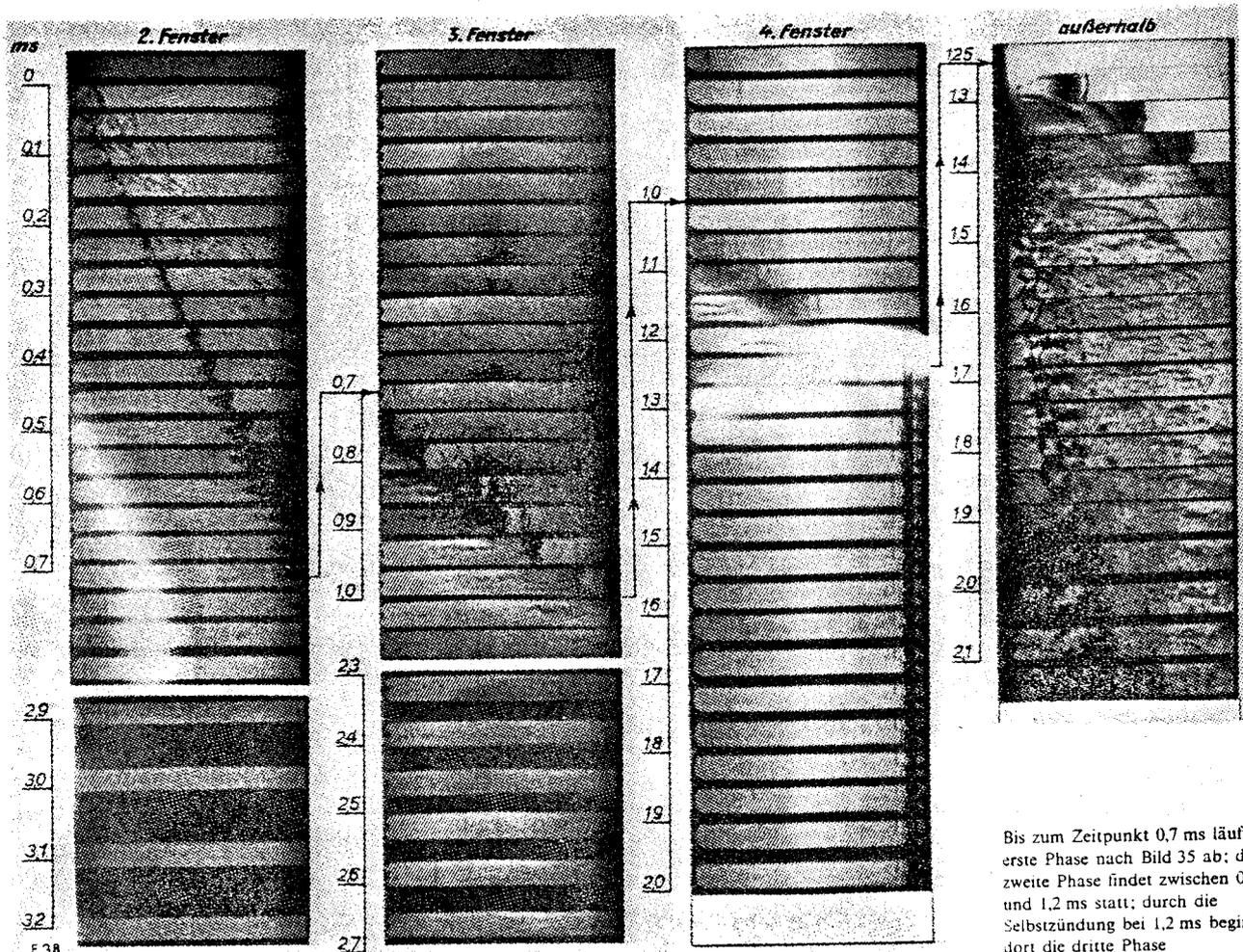


Bild 37. Schematische Darstellung des Übergangs von der Überschallflamme in die Detonation, der die dritte Phase darstellt

Die Selbstzündung geht dabei von sog. „hot spots“ aus. Durch das Phänomen der Selbstzündung ändert sich die Verbrennungsform und geht in die CJ-Detonation über. Diese bildet die bekannten Detonationszellen aus. Die im Versuch gemessene Detonationsgeschwindigkeit liegt um 10% über der für den gegebenen Anfangszustand berechenbaren CJ-Detonationsgeschwindigkeit. Diese ist auf eine Vorkompression des Gemisches durch eine Druckerhöhung während der Deflagrationsphase zurückzuführen. Der Übergang von der Überschallflamme in die Detonation ist in Bild 37 skizziert.

Der Übergang von der Deflagration in die Detonation in Rohren wurde schon in einer Vielzahl von Arbeiten untersucht und auch photographiert. Während die erste Phase der Flammenbeschleunigung und die dritte Phase der Selbstzündung und des Einsetzens der Detonation dabei klar erkannt worden waren, war die in dieser Arbeit gefundene zweite Phase der spontanen Bildung einer Stoßwelle vor der Flamme früher noch nicht gesehen worden. In einigen älteren Arbeiten, in denen der Übergang von der Deflagration in die Detonation photographiert wurde, ist aber die in der eigenen Arbeit gefundene plötzliche Entstehung einer Stoßwelle vor der Flamme direkt beobachtet worden. In einer klassischen Aufnahme von E. Schmidt und Mitarbeitern [80], die in Bild 38 wiedergegeben ist, erkennt man bei 0,7 ms die plötzliche Entstehung einer Stoßwelle vor der Flamme. Nach diesem Vorgang läuft eine Überschallflamme, bestehend aus Stoßwelle und turbulenter Flamme, durch den Kanal – bis durch Selbstzündung Detonation einsetzt. Noch klarer ist die



Bis zum Zeitpunkt 0,7 ms läuft die erste Phase nach Bild 35 ab; die zweite Phase findet zwischen 0,7 ms und 1,2 ms statt; durch die Selbstzündung bei 1,2 ms beginnt dort die dritte Phase

Bild 38. Schlierenaufnahme des Überganges von der Deflagration in die Detonation von E. Schmidt und Mitarbeitern [80]

spontane Bildung einer Stoßwelle vor der Flamme in Aufnahmen von P.A. Urtiew [100] zu sehen. In Bild 39 ist eine derartige Aufnahme dargestellt. Durch die sehr hohe zeitliche Auflösung werden Einzelheiten der Bildung der Stoßwelle deutlich.

In langen, sehr glatten Rohren kann der Übergang von der Deflagration in die Detonation auch nur aus Phase eins und Phase drei bestehen, und zwar ist dies der Fall, wenn sich durch die dauernd stattfindenden Druckwellenaussendungen und -reflexionen weit vor der Flamme eine Stoßwelle aufgestellt hat, die bereits das Brenngas auf Selbstzündungsbedingung gebracht hat, bevor in der Flamme die kritische Brenngeschwindigkeit erreicht ist. Mit dem Erreichen der kritischen Brenngeschwindigkeit würde die beschriebene zweite Phase beginnen.

Die klare Trennung der drei Phasen beim Übergang von der Deflagration in die Detonation, wie sie im eigenen, in Bild 31 wiedergegebenen Versuch zu sehen ist, ist auf die spezielle Eigenschaft des Explosionsrohres und des untersuchten stöchiometrischen Wasserstoff-Luft-Gemisches zurückzuführen. Die chemische Reaktionsfähigkeit des Wasserstoff-Luft-Gemisches ist im Vergleich zu anderen Brenngasgemischen relativ gering, wodurch der Anlaufweg zur Detonation – unter sonst gleichen Bedingungen – relativ lang wird. Nur bei einem langen Anlaufweg tritt aber eine deutliche Trennung der drei Phasen auf, die mit einer Änderung in der Verbrennungsform verbunden sind. Diese Verbrennungsformen sind die Deflagration, die Überschallflamme und die Detonation. Die bei 450 m/s und 1650 m/s auftretenden Zwischenniveaus der Flammengeschwindigkeit können bei einer veränderten Wandrauigkeit ganz verschwinden. Bei geringerer Wandrauigkeit wird die Beschleunigung der Deflagration sehr viel geringer, wodurch das Niveau bei 450 m/s verschimmt. Das Niveau bei 1650 m/s tritt überhaupt nur auf, weil es durch die wandrauigkeitsbedingten Strömungsverluste eine thermofluidynamische Überschalllösung unter der Detonation gibt. Untersuchungen zu diesen Detonationen in rauhen Rohren, die besser als Überschallflammen bezeichnet werden, wurden von K.I. Shelkin und Zeldovich durchgeführt und sind bei F. Bartmä [6] beschrieben. Die Überschallflamme kann aber nur so lange stabil laufen, solange sie nicht durch Selbstzündung in die Detonation springt. In einem anderen Gemisch oder bei einer anderen Wandrauigkeit kann nach der spontanen Bildung der Stoßwelle vor der Flamme sofort die Selbstzündung einsetzen und in die Detonation übergehen.

Sowohl aus den hier beschriebenen Messungen zum Übergang von der Deflagration in die Detonation als auch aus der Literatur geht hervor, daß die Beschleunigung der Flamme und der Aufbau einer Stoßwelle ein extrem nichtlinearer Vorgang ist. Die auftretende spontane Bildung einer Stoßwelle ist eine Bestätigung der im Abschn. 4. theoretisch

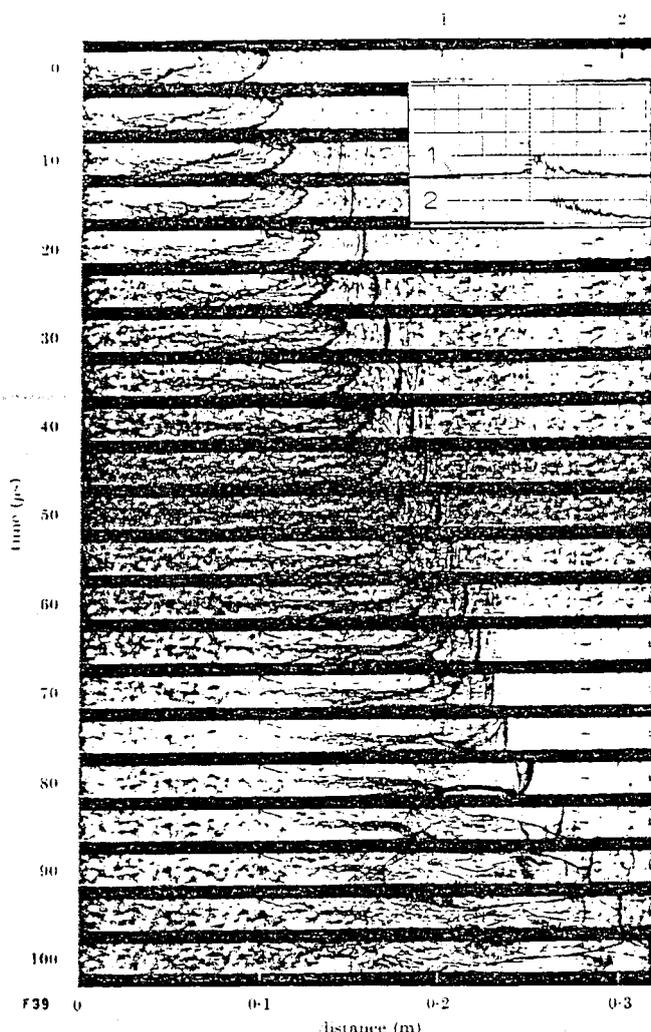


Bild 39. Stroboskopische Schlierenaufnahme des Überganges von der Deflagration in die Detonation von P.A. Urtiew [100]

Durch die hohe zeitliche Auflösung wird hier die zweite und dritte Phase des Überganges sehr deutlich

vorausgesagten Flammen-Stoßwellen-Instabilität der Deflagration kurz vor dem Erreichen der kritischen Brenngeschwindigkeit. Bei der Beschleunigung der Flamme nach Bild 32 von 450 m/s auf 1650 m/s befindet sich das System aus der sich dauernd verstärkenden Stoßwelle und der Flamme in einem instabilen Zustand, in dem die kritische Wärmezufuhr überschritten ist. Die Tatsache, daß dabei die kritische Wärmezufuhr erreicht ist, geht daraus hervor, daß die entstandene Stoßwelle und die Flamme sich mit gleicher Geschwindigkeit bewegen.

6. Bestimmung der Grenzen für den Übergang Deflagration-Detonation in Wasserstoff-Luft-Waserdampf-Gemischen

Im Abschn. 4.4 wurde die Grenze für den Übergang Deflagration-Detonation definiert. Diese Definition geht von der im Abschn. 4.3 theoretisch vorausgesagten spontanen Bildung einer Stoßwelle vor der Flamme beim Erreichen der Stabilitätsgrenze der Deflagration aus. Nachdem im Abschn. 5. diese Theorie experimentell bestätigt werden

konnte, wird sie zur Bestimmung der Grenze für den Übergang Deflagration-Detonation angewendet. Ein Gemisch kann demnach nicht von der Deflagration in die Detonation übergehen, wenn Löschvorgänge die Brenngeschwindigkeit begrenzen, bevor die Deflagration instabil werden kann. Die Stabilitätsgrenze der Deflagration liegt bei hohen Brennge-

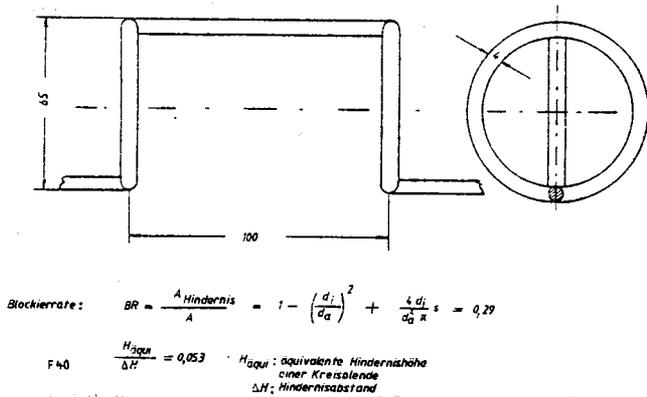


Bild 40. Form der als Turbulenzerzeuger in einer ersten Versuchsreihe benutzten Hindernisstrecke

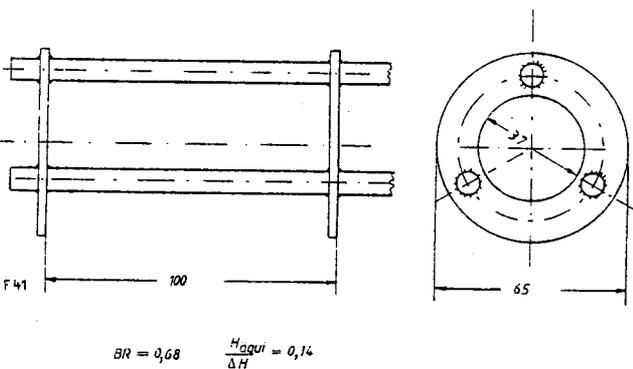


Bild 41. In einer zweiten Versuchsreihe benutzte Hindernisstrecke

schwindigkeiten, die man in hochturbulenten Brenngasströmungen erhält. Starke Turbulenzen im Brenngas werden durch eine sehr hohe Wandrauigkeit oder durch im Strömungsweg liegende Hindernisse bewirkt, wenn die Strömungsgeschwindigkeit hoch ist.

6.1 Versuchsaufbau

Um die Grenze im Experiment zu erreichen, an der durch Löschvorgänge der Übergang von der Deflagration zur Überschallflamme verhindert wird, wurden in das im Abschn. 5.1 beschriebene Explosionsrohr Hindernisse eingebaut. An den Hindernissen wird die durch die Verbrennung im Brenngas verursachte Strömung hochturbulent, wodurch die Brenngeschwindigkeit sehr hoch wird. Bild 40 zeigt die Form und geometrischen Abmessungen der in einer ersten Versuchsreihe eingebauten Hindernisse. Die Gesamtlänge der Hindernisstrecke betrug 3 m. Neben der Form der Hindernisse spielen die Blockierate und das Verhältnis von Hindernishöhe zum Hindernisabstand $H_{\text{agui}}/\Delta H$ für die Strömungsverluste die entscheidende Rolle. Die Blockierate ist als Verhältnis der Hindernisfläche zur Rohrquerschnittsfläche definiert. Als Hindernishöhe wird die äquivalente Höhe einer Kreisblende H_{agui} benutzt, die die gleiche Blockierate wie das tatsächliche Hindernis hat.

Die in der ersten Versuchsreihe eingebaute Hindernisstrecke hatte eine Blockierate von 29%, was relativ gering ist. Durch den Einbau des Steges wurde die Erzeugung einer relativ gleichmäßigen Turbulenz beabsichtigt.

In einer zweiten Versuchsreihe wurde direkt nach der Zündkerze vor der beschriebenen Hindernisstrecke eine weitere Hinderniskonfiguration in das Explosionsrohr eingebaut. Diese ist in Bild 41 dargestellt.

Im Gegensatz zur zuerst benutzten Hindernisstrecke, die eine sehr geringe Blockierate von nur 29% aufwies, wurde die zweite Hindernisstrecke mit einer Blockierate von 68% gebaut. Der Hindernisabstand wurde konstant auf 0,1 m gehalten.

6.2 Im Explosionsrohr mit eingebauten Turbulenzerzeugern gemessene Reaktionsfrontgeschwindigkeiten

Zur Bestimmung der Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation wurden Flammen- bzw. Detonationsgeschwindigkeiten – kurz Reaktionsfrontgeschwindigkeiten – im Explosionsrohr mit eingebauten Turbulenzerzeugern gemessen. Diese Gemischgrenze für den Übergang wird dadurch festgelegt, daß an ihr ein Sprung in der maximalen Flammengeschwindigkeit auftreten muß.

6.2.1 Stöchiometrisches H₂-Luft-Gemisch mit verschiedenen Anteilen an Wasserdampf

In einer ersten Versuchsreihe wurden Weg-Zeit-Kurven der Flamme im Explosionsrohr gemessen, in das die im Abschn. 6.1 beschriebene 3 m lange Hindernisstrecke mit einer Blockierate von 29% eingebaut war. Untersucht wurden zuerst Brenngasgemische aus Wasserstoff, Luft und verschiedenen Anteilen an Wasserdampf. In Bild 42a ist die gemessene Weg-Zeit-Kurve der Reaktionsfront im Explosionsrohr für das stöchiometrische Gemisch aus 29,7 Vol.-% H₂ in 70,3 Vol.-% Luft wiedergegeben. Dieses stöchiometrische Gemisch hat ein Äquivalenzverhältnis von

$$\phi = \frac{n_{\text{H}_2}/n_{\text{O}_2}}{(n_{\text{H}_2}/n_{\text{O}_2})_{\text{stoch.}}} = 1.$$

Das Äquivalenzverhältnis ist definiert als Brennstoff-Sauerstoff-Verhältnis zum stöchiometrischen Brennstoff-Sauerstoff-Verhältnis.

Das Gemisch wurde dann mit verschiedenen Anteilen an Wasserdampf verdünnt. Bei einer Verdünnung von 33 Vol.-% H₂O ergab sich die in Bild 42b dargestellte Weg-Zeit-Kurve. Die bei einer Verdünnung von 35 Vol.-% ermittelte Kurve zeigt Bild 42c. Aus dem Verlauf der Weg-Zeit-Kurven der Reaktionsfront wird deutlich, daß in der Hindernisstrecke ein Maximalwert der Reaktionsfrontgeschwindigkeit erreicht wird, der für die Hindernisstrecke spezifisch ist und der über einige Entfernung stationär bleibt. Eine detailliertere Diskussion dieser Messungen wird besser über den Verlauf der Flammen- bzw. Detonationsgeschwindigkeiten vorgenommen, die aus den geglätteten Weg-Zeit-Kurven ermittelt wurden und in Bild 43 aufgetragen sind.

Am stärksten auffallend beim Vergleich der gemessenen Kurven ist der Sprung in der maximalen Flammengeschwindigkeit bei einer Verminderung der Wasserdampf Konzentration von 35 Vol.-% auf 33 Vol.-% H₂O. Während bei 35 Vol.-% H₂O die Flamme nur auf eine Geschwindigkeit von etwas über 200 m/s kommt, erreicht sie bei einer etwas geringeren Verdünnung des stöchiometrischen H₂-Luft-Gemisches mit 33 Vol.-% H₂O schon 1000 m/s. Dieser Sprung in der maximalen Flammengeschwindigkeit zeigt die im Abschn. 4.4 definierte Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation. Bei der Verdünnung des stöchiometrischen Gemisches mit 35 Vol.-% H₂O kommt die turbulenzbedingte Flammenbeschleunigung durch Löschvorgänge zum Still-

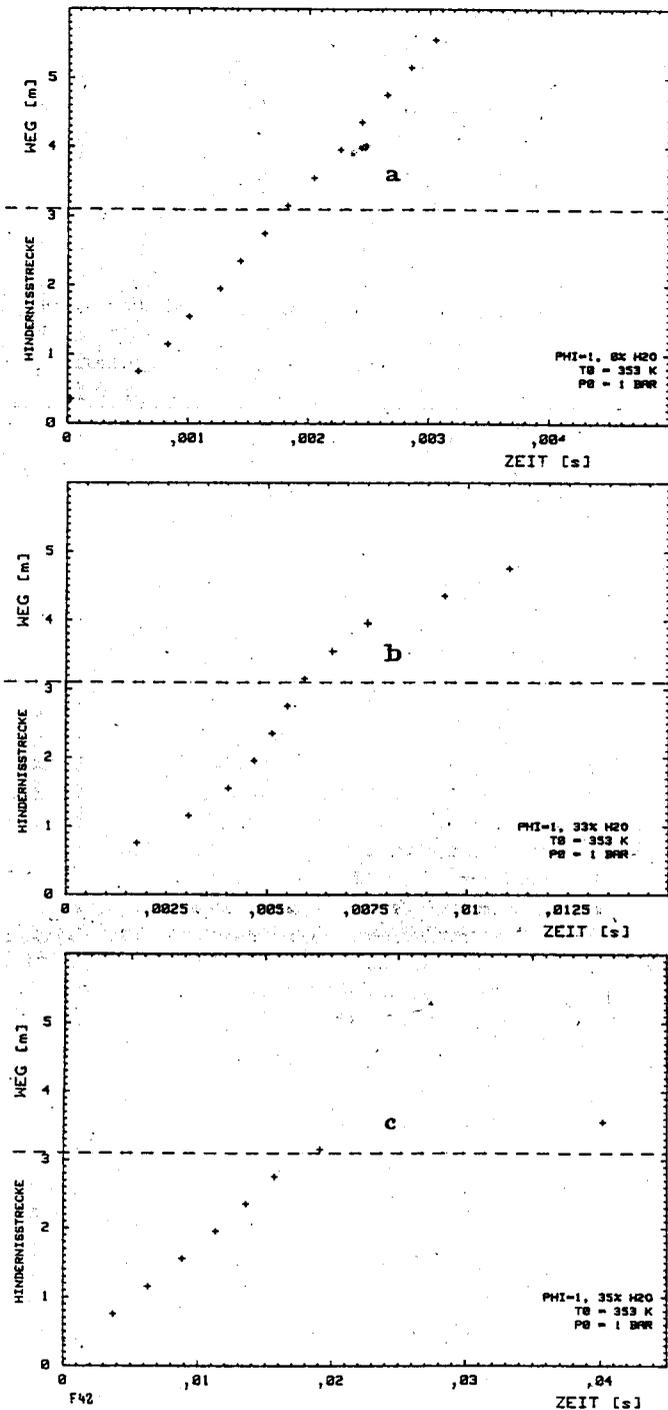


Bild 42. Weg-Zeit-Diagramme der Reaktionsfront im Explosionsrohr mit eingebauten Turbulenzerzeugern (BR=0,29) für das stöchiometrische Wasserstoff-Luft-Gemisch

a: 0 Vol.-% H₂O b: 33 Vol.-% H₂O c: 35 Vol.-% H₂O

stand, bevor die Stabilitätsgrenze für die direkte Rückkopplung zwischen der Flamme und den ausgehenden Druckstörungen erreicht wird. Diese Stabilitätsgrenze ist nach Abschn. 4.3.2 dann erreicht, wenn die Brenngeschwindigkeit ungefähr kritisch wird.

In der Hindernisstrecke läuft die nach dem indirekten Rückkopplungsmechanismus nach Bild 17 arbeitende turbulente Flammenbeschleunigung relativ schnell ab. Durch Löschvorgänge kommt sie im Gemisch mit 35 Vol.-% H₂O aber zum Stillstand, und es stellt sich eine stationäre Flam-

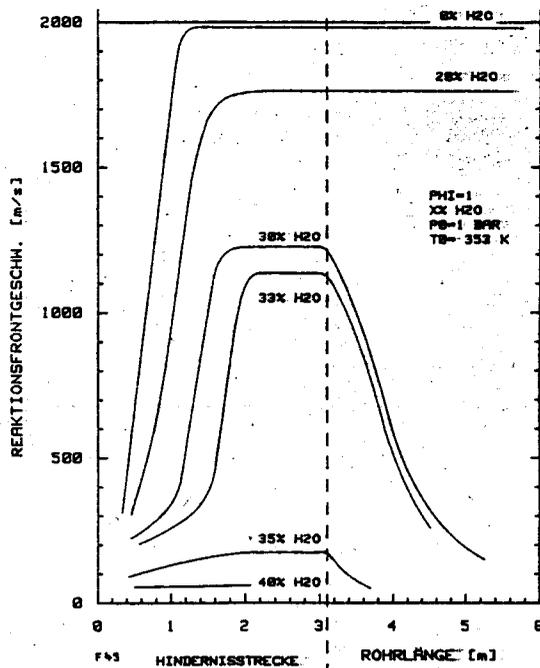


Bild 43. Flammen- bzw. Detonationsgeschwindigkeiten über der Rohrlänge im stöchiometrischen H₂-Luft-Gemisch ($\phi=1$) mit verschiedenen Anteilen an Wasserdampf

In das Explosionsrohr war die in Bild 40 dargestellte Hindernisstrecke eingebaut

mengeschwindigkeit ein. Eine weitere Erhöhung der Flammengeschwindigkeit ist nicht möglich. Nach dem Verlassen der Hindernisstrecke bei 3,2 m fällt die Flammengeschwindigkeit durch das Fehlen der Turbulenzerzeuger schnell ab. Die für den Übergang in die Detonation notwendige instabile direkte Rückkopplung nach Bild 17, die mit dem Aufbau einer Stoßwelle verbunden ist, kann also im stöchiometrischen Gemisch mit 35 Vol.-% H₂O nicht einsetzen. Dagegen wird die direkte Rückkopplung zwischen der Flamme und den ausgehenden Druckstörungen, die über die Abhängigkeit der Brenngeschwindigkeit von der Temperatur und dem Druck hergestellt wird, im nur geringfügig weniger verdünnten Gemisch mit 33 Vol.-% H₂O instabil. Durch dieses sprunghafte Einsetzen des instabilen, direkten Rückkopplungsmechanismus wird ein Beschleunigungsvorgang initiiert, der nicht vom weiteren Anwachsen der Turbulenzen abhängt, und dessen stationärer Maximalwert der Flammengeschwindigkeit somit nicht durch Löschvorgänge bestimmt wird. Die bei 1000 m/s liegende stationäre Flammengeschwindigkeit wird durch den thermofluidmechanischen Gleichgewichtszustand festgelegt, der im Abschn. 2.1.3 beschrieben ist und als Überschallflamme bezeichnet wurde. Bei der Überschallflamme laufen der Verdichtungsstoß und die Flamme mit gleicher Geschwindigkeit. Die Verbrennungsschwaden verlassen die Flamme mit der örtlichen Schallgeschwindigkeit. Im Gegensatz zur CJ-Detonation wird die Verbrennung nicht allein durch Kompression eingeleitet, sondern es liegt noch eine turbulente Flamme vor. In Bild 43 sind weiterhin die Flammen- bzw. die Detonationsgeschwindigkeiten des mit 30 Vol.-% H₂O und 20 Vol.-% H₂O verdünnten und des unverdünnten stöchiometrischen Gemisches aufgetragen. Während bei einer Verdünnung mit 30 Vol.-% H₂O noch eine Überschallflamme innerhalb der Hindernisstrecke vorliegt, treten im Gemisch mit einer Verdünnung von nur 20 Vol.-% H₂O und im unverdünnten stöchiometrischen Gemisch schon Detonationen auf. Die Detonationsgeschwindigkeiten innerhalb der Hindernis-

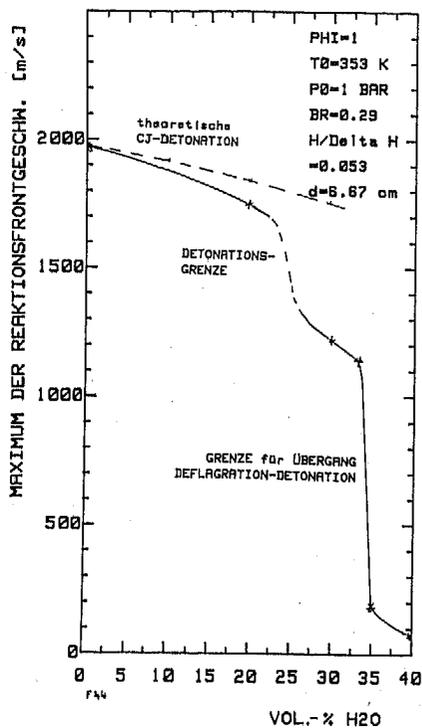


Bild 44. Maxima der Flammen- bzw. Detonationsgeschwindigkeiten nach Bild 43 im stöchiometrischen H₂-Luft-Gemisch ($\phi=1$) in Abhängigkeit von den verschiedenen Wasserdampfanteilen

Für die Detonationsgrenze gilt der Zusammenhang zwischen der gemischabhängigen Detonationszellgröße λ und dem Rohrdurchmesser d ($\lambda_{max} = \pi d$)

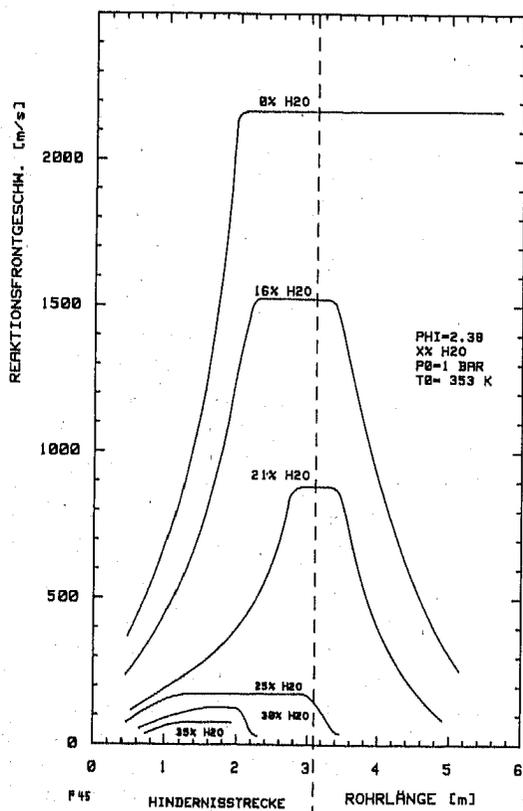


Bild 45. Flammen- bzw. Detonationsgeschwindigkeiten über der Rohrlänge für H₂-Luft-Wasserdampf-Gemische mit $\phi=2,38$

In das Explosionsrohr war die in Bild 40 skizzierte Hindernisstrecke eingebaut

strecke unterscheiden sich dabei nicht von denen, die im hindernisfreien Teil des Explosionsrohres ohne Turbulenzerzeuger gemessen wurden, was auf die relativ niedrige Blockiertrate zurückzuführen ist. Sie stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit mit den rechnerisch ermittelten CJ-Defonationsgeschwindigkeiten überein. Dadurch, daß bei der Defonation die Verbrennung durch reine Kompression eingeleitet wird, fällt die Geschwindigkeit nach der Hindernisstrecke nicht ab.

Der stationäre Maximalwert der Flammen- bzw. Defonationsgeschwindigkeit ist in Bild 44 in Abhängigkeit von der Wasserdampfkonzentration für das stöchiometrische Wasserstoff-Luft-Gemisch aufgetragen. Der Sprung von der Überschallflamme zur Defonation wird in der benutzten Hindernisstrecke durch den Zusammenhang zwischen den Defonationsgrenzen, der Defonationszellgröße und dem Durchmesser des Explosionsrohres bestimmt. Der Sprung von der Deflagration zur Überschallflamme legt die im Abschn. 4.4 definierte Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Defonation fest. Der Einfluß verschiedener Parameter auf den prinzipiellen Verlauf der in Bild 44 aufgetragenen Kurve wird in Abschn. 6.2.4 eingehend diskutiert.

6.2.2 Überstöchiometrisches Wasserstoff-Luft-Gemisch mit verschiedenen Anteilen an Wasserdampf

Das Gemisch aus 50 Vol.-% H₂ und 50 Vol.-% Luft hat ein Äquivalenzverhältnis von $\phi = \frac{1}{2} \cdot n_{H_2} / n_{O_2} = 2,38$. Dieses überstöchiometrische Gemisch wurde mit verschiedenen Anteilen an Wasserdampf verdünnt. Neben den Weg-Zeit-Kurven wurden in diesen Gemischen die Druckverläufe an verschiedenen Stellen aufgenommen.

Die aus den geglätteten Weg-Zeit-Kurven ermittelten Flammen- bzw. Defonationsgeschwindigkeiten sind in Bild 45 aufgetragen. Eine sich selbst erhaltende Defonation tritt im trockenen H₂-Luft-Gemisch auf. Die für das Explosionsrohr über die Formel $\lambda = \pi d_{min}$ gültige Defonationsgrenze liegt bei einer Wasserdampfkonzentration, die kleiner als 16 Vol.-% H₂O ist. Im mit 16 Vol.-% H₂O verdünnten Gemisch breitet sich die Reaktionsfront in Form einer Überschallflamme aus. Die Grenze für den Übergang von der Deflagration zur Überschallflamme verläuft in der Nähe des Gemisches aus 39,5 Vol.-% H₂, 39,5 Vol.-% Luft und 21 Vol.-% H₂O. Die stationäre Endgeschwindigkeit innerhalb der Hindernisstrecke dürfte in diesem Gemisch, das an der Grenze für den Übergang Deflagration-Defonation liegt, nicht allein durch die Druckverluste gegenüber der verlustfreien Verbrennung erniedrigt sein, sondern es dürften hier zusätzlich Löschvorgänge eine Rolle spielen, die eine vollständige Verbrennung innerhalb der Reaktionszone verhindern. Diese Zwischenlösung, die von Löschvorgängen und Impulsverlusten beeinflusst wird, tritt an der Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Defonation immer auf. Zwischen der durch Löschvorgänge bestimmten maximalen Flammengeschwindigkeit der Deflagration und der durch Reibungsdruckverluste bestimmten Geschwindigkeit der Überschallflamme gibt es Gemische, in denen die maximale Flammengeschwindigkeit sowohl von Löschvorgängen, als auch von Reibungsdruckverlusten beeinflusst wird. Der Sprung von der Deflagration zur Überschallflamme kann nicht unendlich steil verlaufen. Eine deflagrative Verbrennung tritt im Gemisch mit $\phi=2,38$ bei Wasserdampfkonzentrationen über 25 Vol.-% H₂O auf. Bei einer Zumischung von 30 Vol.-% H₂O zum H₂-Luft-Gemisch mit einem Mischungsverhältnis von $\phi=2,38$ erreicht die Flamme in der Hindernisstrecke bei 1,7 m eine Geschwindigkeit von 150 m/s. Diese hohe Ge-

schwindigkeit kann aber nicht bis zum Ende der Hindernisstrecke aufrechterhalten werden, sondern es setzen bei 2 m Löschvorgänge ein, die die Flammengeschwindigkeit stark erniedrigen. Bei 35 Vol.-% H_2O -Zugabe erlischt die Flamme innerhalb der Hindernisstrecke bei 2 m.

In Bild 46 sind die in der Hindernisstrecke auftretenden Maxima der Reaktionsfrontgeschwindigkeiten für H_2 -Luft-Wasserdampf-Gemische mit einem Wasserstoff-Sauerstoff-Verhältnis von $\phi=2,38$ in Abhängigkeit von der Wasserdampfkonzentration analog zu Bild 43 aufgetragen. Der Sprung von der Überschallflamme zu Detonation, der die Detonationsgrenze festlegt, dürfte nach den von S.B. Tieszen [97] gemessenen Detonationszellgrößen bei 15 Vol.-% H_2O liegen. Die Grenze für den Übergang Deflagration-Detonation wird etwa bei 22 Vol.-% H_2O erreicht sein, wobei der Sprung zur Überschallflamme ähnlich steil wie in Bild 43 verlaufen dürfte. Die eingetragene theoretische Detonationsgeschwindigkeit wurde iterativ aus den Gleichungen im Abschn. 2. für H_2 -Luft-Wasserdampf-Gemische ermittelt.

Der Druckverlauf über der Zeit wurde mit zwei plan in die Rohrwand eingebauten Piezodruckaufnehmern an verschiedenen Stellen des Explosionsrohres gemessen. In Bild 47 ist der Maximaldruck in Abhängigkeit von der Rohrlänge aufgetragen. In das Diagramm sind die an den Stellen 0,6 m; 0,9 m; 1,2 m und 2,4 m über der Zeit aufgenommenen Druckverläufe eingezeichnet. Der Druckverlauf bei 4,8 m entspricht dem bei 2,4 m. Im Bereich der deflagrativen Verbrennung verläuft der Druckanstieg sanft, und der Maximaldruck bleibt gering. Der Druckverlauf bei 0,9 m weist auf eine sich bildende Stoßwelle hin, die spontan im Bereich von 0,9 m entsteht. Beim Übergang in die Detonation entsteht kurzzeitig ein Maximaldruck, der um einiges über dem theoretischen Druck im „Neumann-Spike“ des eindimensionalen Detonationsmodelles liegt. Der gemessene Detonationsdruck der sich selbst erhaltenden Detonation liegt zwischen dem theoretischen Druck im „Neumann-Spike“ p_{NS} und dem Druck am Ende der Reaktionszone p_{CJ} . Da die spontane Bildung der Stoßwelle und der anschließende Übergang in die Detonation nicht bei jedem Versuch reproduzierbar genau an der selben Stelle stattfindet, kann sich der in Bild 47 aufgetragene Verlauf des Maximaldruckes über der Rohrlänge etwas verschieben. Der sehr hohe Druck beim Übergang in die Detonation ist ein bekanntes Phänomen, das dadurch entsteht, daß bei der in Bild 37 skizzierten dritten Phase des Überganges durch die Selbstzündung des Gemisches eine Detonation entsteht, die ein kurzes Stück im schon vorkomprimierten Brenngas läuft. In der aufgenommenen Weg-Zeit-Kurve der Reaktionsfront kann diese sehr kurz andauernde Zwischenphase nur schwer erkannt werden, da sie in der Glättung, die über mehrere Meßpunkte durchzuführen ist, untergehen muß. Der Druckverlauf in der Hindernisstrecke bei 2,4 m unterscheidet sich prinzipiell nicht von dem nach den Hindernissen.

6.2.3 Trockene Wasserstoff-Luft-Gemische

Die Verläufe der Flammen- bzw. Detonationsgeschwindigkeiten für unterstöchiometrische Wasserstoff-Luft-Gemische sind in Bild 48 aufgetragen. Die Hindernisstrecke ist die, die auch bei den im Abschn. 6.2.2 beschriebenen Versuchen in das Explosionsrohr eingebaut war. Gemische mit 10 Vol.-% H_2 und 11,5 Vol.-% H_2 verbrennen auch innerhalb der Hindernisstrecke in deflagrativer Form. Das Gemisch mit 13,2 Vol.-% H_2 schafft dagegen den Sprung zur Überschallflamme. Die untere Grenze für den Übergang in die Detonation liegt somit bei 13 Vol.-% H_2 in Luft. Dieses Ergebnis kann auch aus den Versuchen von J.H.S. Lee [58] gewonnen

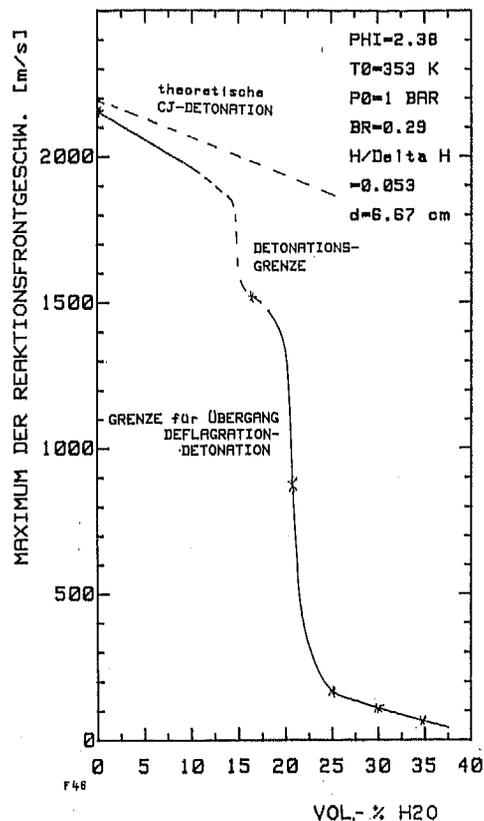


Bild 46. Maxima der Reaktionsfrontgeschwindigkeiten nach Bild 45 in H_2 -Luft-Wasserdampf-Gemischen mit $\phi=2,38$ =const. in Abhängigkeit von verschiedenen Konzentrationen an Wasserdampf

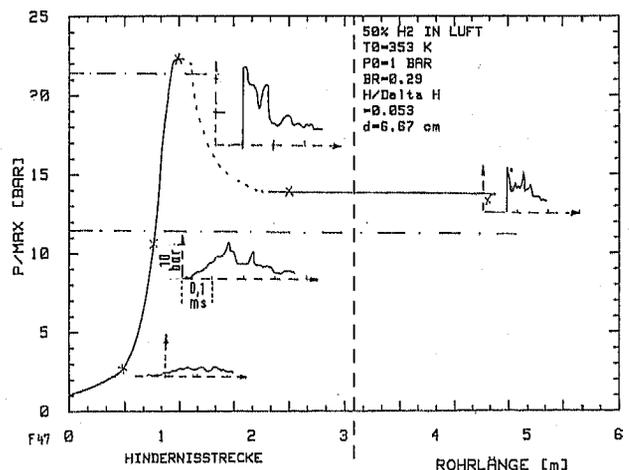


Bild 47. Maximaldruck über der Rohrlänge im Explosionsrohr mit Hindernissen (Hindernisse sind in Bild 40 skizziert)

Es sind einige Druckverläufe über der Zeit an diskreten Stellen eingetragen; das Brenngas bestand aus 50 Vol.-% H_2 in 50 Vol.-% Luft ($\phi=2,38$)

werden, die bei anderen Randbedingungen durchgeführt wurden und auf die bei der Parameterstudie im Abschn. 6.3 noch näher eingegangen wird. Der Einfluß der Anfangstemperatur und des Druckes wird ebenfalls im Abschn. 6.3 diskutiert. Der stationäre Maximalwert der Flammen- bzw. Detonationsgeschwindigkeit ist für H_2 -Luft-Gemische in Bild 50 aufgetragen. Während bei 11,5 Vol.-% H_2 in Luft noch eine Deflagration und bei 13,2 Vol.-% H_2 schon eine Überschallflamme vorliegt, schafft die Flamme im Gemisch aus 12 Vol.-% H_2 den Sprung zur Überschallflamme gerade nicht mehr.

6. Bestimmung der Grenzen für den Übergang Deflagration-Detonation in H₂-Luft-Wasserdampf-Gemischen

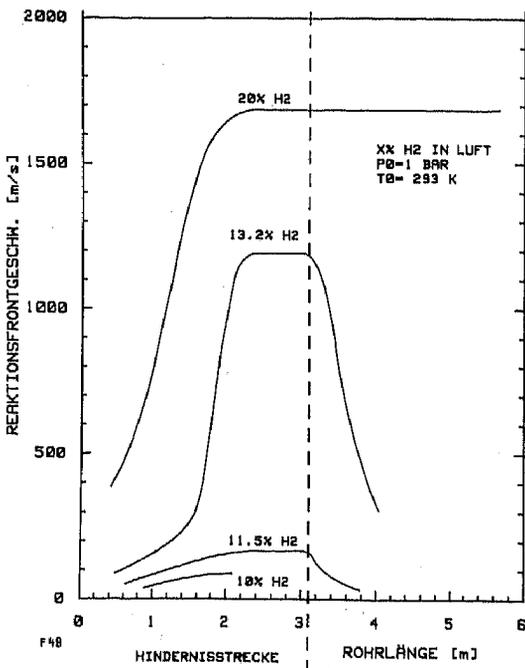


Bild 48. Flammen- bzw. Detonationsgeschwindigkeiten über der Rohrlänge in Wasserstoff-Luft-Gemischen

In das Explosionsrohr war die in Bild 40 dargestellte Hindernisstrecke eingebaut

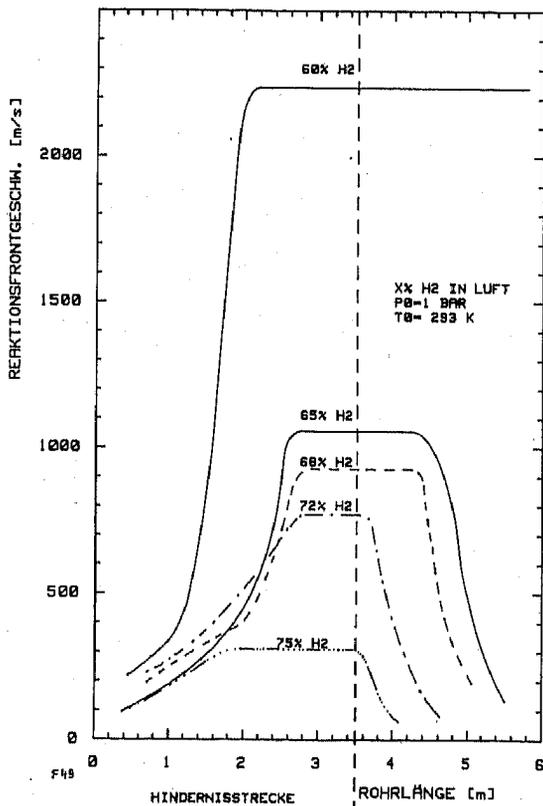


Bild 49. Flammen- bzw. Detonationsgeschwindigkeiten über der Rohrlänge in Wasserstoff-Luft-Gemischen

In das Explosionsrohr war die in Bild 40 dargestellte Hindernisstrecke eingebaut, die um 0,4 m verschoben worden war

Der stationäre Maximalwert der Flamme liegt bei 600 m/s und dürfte nicht nur durch Impulsverluste, sondern im wesentlichen noch durch Löschvorgänge bestimmt sein, was schon im Abschn. 6.2.2 diskutiert wurde. Der Übergang von

der Deflagration zur Überschallflamme in Bild 50 erfolgt nicht als echter, unendlich steiler Sprung, und der Maximalwert der Flammengeschwindigkeit im Gemisch aus 12 Vol.-% H₂-Luft stellt einen physikalisch plausiblen Zwischenwert dar. Der Sprung von der Überschallflamme zur Detonation wird bei 17 Vol.-% H₂ in Luft liegen, bei dem Gemisch, das im Rohr mit einem Durchmesser von 6,6 cm die Detonationsgrenze darstellt.

Bild 49 zeigt die Geschwindigkeitsverläufe der Flammen- bzw. Detonationsfront über der Rohrlänge in überstöchiometrischen H₂-Luft-Gemischen. Bei diesen Versuchen wurde wiederum die in Bild 40 dargestellte Hinderniskonfiguration angewendet, die aber um 0,4 m verschoben worden war. Eine Detonation liegt bei 60 Vol.-% H₂ in Luft vor.

Das Gemisch aus 65 Vol.-% H₂ in Luft verbrennt nicht mehr als Detonation, sondern schon in Form einer Überschallflamme. Der Sprung von der Detonation zur Überschallflamme ist im überstöchiometrischen Gemisch aus H₂ und Luft sehr stark ausgeprägt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Überschallflamme wird massiv von den Druckverlusten in der Gasströmung beeinflusst. Die Druckverluste wiederum hängen sehr stark von der Gasgeschwindigkeit ab. Es besteht somit ein enger Zusammenhang zwischen der Energiezufuhr aus der Verbrennung und der Ausbreitungsgeschwindigkeit. Bei der verlustfreien Detonation hingegen hängen die Energiezufuhr und die Ausbreitungsmachzahl der Detonation sehr eng zusammen. An der oberen Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation ist die Detonationsmachzahl ebenso niedrig wie an der unteren Grenze. Die Detonationsgeschwindigkeiten sind aufgrund der hohen Schallgeschwindigkeiten jedoch wesentlich höher. An der oberen Grenze muß deshalb im Gegensatz zur unteren Grenze ein relativ großer Sprung zwischen Überschallflamme und Detonation auftreten.

Der Sprung von der Überschallflamme zur Deflagration liegt zwischen 68 Vol.-% H₂ und 75 Vol.-% H₂ und ist hier nur schwach ausgeprägt. Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Überschallflamme aus dem bereits aufgezeigten Grund relativ niedrig ist, die Geschwindigkeit der Deflagration aber auch in den Bereich der Schallgeschwindigkeit des Gemisches, die hier sehr hoch ist, kommen kann, wird dieser Sprung klein bleiben. Die Maximalgeschwindigkeit der Deflagration wird im Gegensatz zur Überschallflamme nicht von den Druckverlusten, sondern von Löschvorgängen bestimmt.

Es muß noch erwähnt werden, daß die Gemische mit 72 Vol.-% H₂ in Luft und 75 Vol.-% H₂ in Luft mit der eingebauten Zündkerze nicht gezündet werden konnten. Deshalb wurde an der Zündkerze etwas Luft zugemischt. Die Beschleunigungsphase wird durch diese starke Zündung massiv verändert, wodurch die Geschwindigkeitsverläufe im Bereich nach der Zündstelle in Bild 49 nicht miteinander verglichen werden können. Die stationäre Endgeschwindigkeit hängt hingegen vom Zündvorgang nicht mehr ab.

In Bild 50 sind die stationären Maximalgeschwindigkeiten der Reaktionsfronten in der Hindernisstrecke nach Bild 40 für H₂-Luft-Gemische aufgetragen. Der unterstöchiometrische Bereich wurde bereits vorher diskutiert. Für die überstöchiometrischen Gemische ist der brennbare Volumenanteil an Wasserstoff in die Skala miteingetragen. Man erkennt, daß die obere Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation, wie die untere Grenze, bei 13 Vol.-% verbranntem Wasserstoff liegt. In die Abbildung ist die mit den Gleichungen nach Abschn. 2. berechnete CJ-Detonationsgeschwindigkeit, der untere Grenzwert der verlustbehafteten CJ-Überschallflamme nach Gl. (13) und die gemischabhängige Schallgeschwindigkeit eingetragen. Der untere Grenzwert der

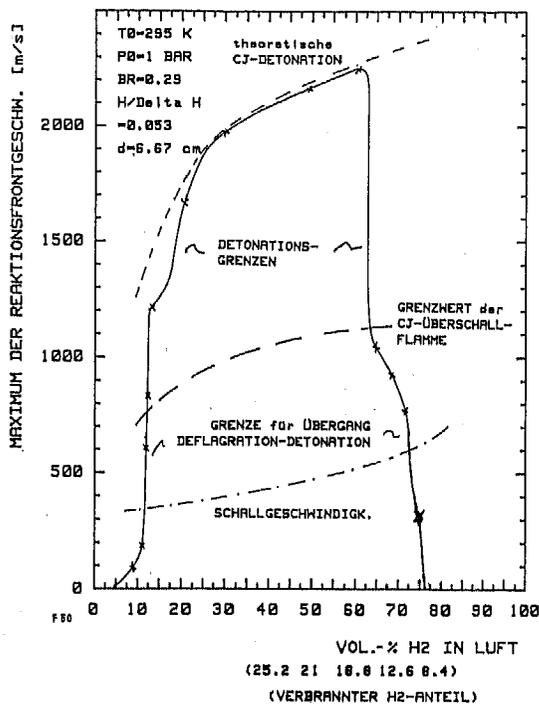


Bild 50. Maxima der Flammen- bzw. Detonationsgeschwindigkeiten nach Bild 48 und Bild 49 für H₂-Luft-Gemische

Für die Detonationsgrenze gilt der Zusammenhang zwischen der gemischabhängigen Detonationszellgröße λ und dem Rohrdurchmesser d ($\lambda_{max} = \pi d$)

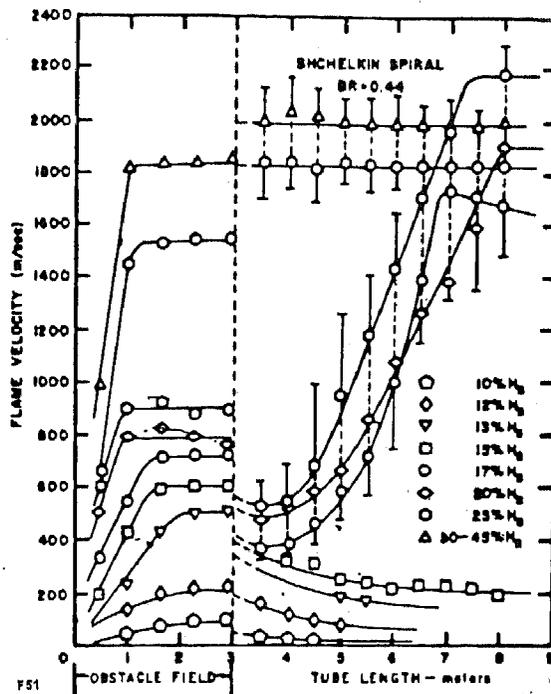


Bild 51. Reaktionsfrontgeschwindigkeit über der Rohrlänge in H₂-Luft-Gemischen – unverändert aus der Veröffentlichung von J.H.S. Lee [58] entnommen

verlustbehafteten CJ-Überschallflamme wird bei hohen Druckverlusten erreicht oder sogar unterschritten. In diesem Fall läuft die Überschallflamme in überkomprimierter Form. Parameterstudien an einem theoretischen Modell für die verlustbehaftete Überschallflamme zeigen, daß sich relativ geringe Änderungen im Druckverlust sehr stark auf die stationäre CJ-Endgeschwindigkeit auswirken. Dies bewirkt, daß zwar mit realistischen Annahmen die Versuchsergebnisse im Bereich der Überschallflammen nachrechenbar sind, Vorausberechnungen aber sehr stark zu diesen Annahmen abhängen.

Die obere Zündgrenze, an der die Geschwindigkeit Null sein muß, liegt bei 76 Vol.-% H₂ in Luft. Die obere Grenze für den Übergang Deflagration-Detonation liegt somit sehr nahe an der Zündgrenze, was ein zusätzlicher Grund dafür ist, daß sie vor allem im Gegensatz zu den H₂-Luft-Dampf-Gemischen nach Abschn. 2.2.1 und Abschn. 2.2.2 wenig ausgeprägt auftritt.

6.3 Einfluß verschiedener Parameter auf die Grenze für den Übergang Deflagration-Detonation

Wie schon im Abschn. 1. erwähnt wurde, veröffentlichte J.H.S. Lee [58] systematische Untersuchungen zur Flammenbeschleunigung in Hindernisstrecken, die unmittelbar mit den eigenen Messungen vergleichbar sind, jedoch mit anderen Versuchsparametern durchgeführt wurden. Die Brenngasgemische bestanden aus Wasserstoff in Luft. Die von J.H.S. Lee benutzten Hindernisstrecken haben eine durchwegs höhere Blockierrate und einen geringeren Hindernisabstand. In Bild 51 sind Reaktionsfrontgeschwindigkeiten in einem Rohr mit einem Durchmesser von 5 cm wiedergegeben, die von J.H.S. Lee [58] veröffentlicht wurden. Als Hindernisstrecke benutzte er hier eine Spirale mit einer Blockierrate von 44%

und einer Steigung von 5 cm. Der Sprung in der maximalen Flammengeschwindigkeit, der nach der eigenen Theorie die Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation festlegt, liegt, wie bei den eigenen Messungen nach Bild 48, bei 13 Vol.-% H₂ in Luft. Die Geschwindigkeiten der als Überschallflamme bezeichneten Reaktionsfronten liegen durch die wesentlich höhere Blockierrate viel niedriger als bei den eigenen Messungen, und zwar im Bereich des unteren Grenzwertes der verlustbehafteten Überschallflamme nach Gl. (13). Dies ist auf die höheren strömungsmechanischen Verluste zurückzuführen. Bei der hohen Blockierrate von 44% findet der Sprung von der Überschallflamme zur Detonation nicht bei der für den Rohrdurchmesser geltenden Detonationsgrenze ($\lambda_{max} = \pi d$) statt, sondern bei einer höheren Wasserstoffkonzentration. Dies kann damit begründet werden, daß die Überschallflammen durch die hohen Verluste zu langsam sind und einen zu schwachen Verdichtungsstoß haben, als daß der Sprung zur Detonation vollzogen werden könnte. Die Geschwindigkeiten der Detonationen in der Hindernisstrecke liegen um einiges unter der theoretischen Detonationsgeschwindigkeit, was auf Verluste durch Stoßwellenreflexionen an den relativ großen Hindernissen zurückzuführen ist. Nach der Hindernisstrecke gehen die Flammen in diesen Gemischen in die Detonation über, die innerhalb der für das Rohr geltenden Detonationsgrenze liegen. Da einige Gemische den Übergang innerhalb der Hindernisstrecke nicht geschafft haben, vollzieht sich dieser bei diesen Versuchen, im Gegensatz zu den eigenen nach Bild 48 erst im hindernisfreien Teil des Rohres.

Diese Deutung des prinzipiellen Zusammenhanges zwischen der Hinderniskonfiguration und der maximalen Reaktionsfrontgeschwindigkeit, die aus dem Vergleich zwischen eigenen Messungen und denen von J.H.S. Lee abgeleitet wurde,

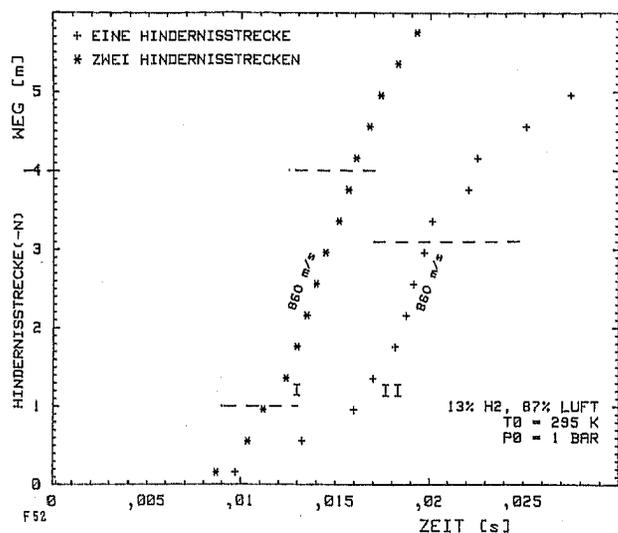


Bild 52. Vergleich der Flammenbeschleunigung in 13 Vol.-% H₂-Luft bei der Anwendung verschiedener Hindernisstrecken

Kurve I wurde in der Hinderniskonfiguration bestehend aus einer 1 m langen Blendenanordnung mit BR=0,68 und der 3 m langen Hindernisstrecke mit BR = 0,29 aufgenommen; Kurve II stellt eine Messung in der 3 m langen Hindernisstrecke mit BR=0,29 dar

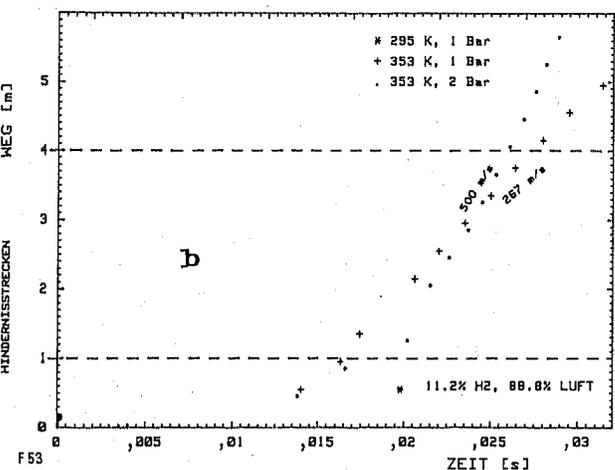
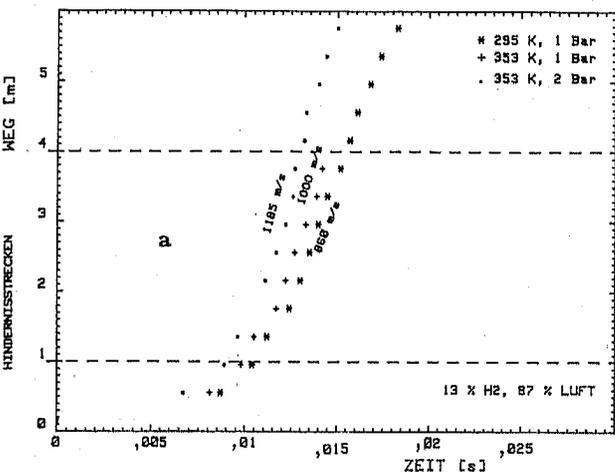


Bild 53. Weg-Zeit-Verläufe der Flamme im Explosionsrohr für (a) 13 Vol.-% H₂ und für (b) 11,2 Vol.-% H₂ in Luft bei verschiedenen Anfangsbedingungen

a: Zwei Hindernisstrecken waren eingebaut, die erste hatte die Form nach Bild 41 und die zweite die nach Bild 40
 b: Bei T₀=295 K und p₀=1 bar erlöschte die Flamme bei 60 cm; die erste Hindernisstrecke nach Bild 41 hatte eine Blockierrate von 68%, die zweite nach Bild 40 eine von 29%

wird in weiteren Messungen von *J.H.S. Lee* mit noch höheren Blockieraten bestätigt. Ein weiterer Einfluß der höheren Blockierate zeigt sich in der höheren Anfangsbeschleunigung der Flamme nach der Zündung, also im schnellen Erreichen der für die Hindernisstrecke spezifischen maximalen Reaktionsfrontgeschwindigkeit. Versuche von *J.H.S. Lee* in einem Rohr mit einem Durchmesser von 15 cm zeigen keinen Einfluß des Rohrdurchmessers. Der Sprung von der Deflagration zur Überschallflamme, der nach der in der vorliegenden Arbeit aufgestellten Theorie die geometrieunabhängige Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation festlegt, tritt bei allen Versuchen bei 13 Vol.-% H₂ in Luft auf.

Um zu überprüfen, ob bei den eigenen Messungen mit der Hindernisstrecke, die den Rohrquerschnitt mit nur 29% blockiert, tatsächlich die stationäre Endgeschwindigkeit der Flamme erreicht ist, wurde eine Versuchsreihe mit einer zweiten Hinderniskonfiguration durchgeführt. Dazu wurde eine 1 m lange Hindernisstrecke mit blendenförmigen Hindernissen nach der Zündstelle in das Explosionsrohr gebracht. Die Hindernisse sind in Bild 41 dargestellt. Um eine hohe Anfangsbeschleunigung der Flamme zu erhalten, wurde die hohe Blockierate von 68% gewählt. Nach dieser Hindernisstrecke schloß sich die schon vorher benutzte Hinderniskonfiguration nach Bild 40 an. Die Parameterstudie wurde in H₂-Luft-Gemischen an der unteren Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation durchgeführt. In Bild 52 sind die Weg-Zeit-Kurven für 13 Vol.-% H₂ in Luft bei Messungen mit einer und zwei verschiedenen Hindernisstrecken eingetragen. Die zwischen 0 und 1 m liegende Hindernisstrecke mit einer Blockierrate von 68% führt – wie erwartet – zu einer wesentlich höheren Anfangsbeschleunigung der Flamme, hat aber auf die stationäre Flammengeschwindigkeit in der zweiten Hindernisstrecke mit einer Blockierate von 29% keinen Einfluß. Während die Flamme bei den Versuchen nach Bild 48, die nur mit einer Hindernisstrecke durchgeführt wurden, noch bei 10 Vol.-% H₂ in Luft durch die gesamte Hindernisstrecke lief, erlöschte sie im Gemisch aus 11,2 Vol.-% H₂ in Luft innerhalb der Hindernisstrecke mit der 68%-igen Blockierrate. Dies ist auf die stark wachsenden Turbulenzen an den Blenden zurückzuführen. Nach einem kurzen Laufweg der Flamme in der groben Hinderniskonfiguration wird die maximale turbulente Brenngeschwindigkeit nach Bild 14 abrupt überschritten, und es tritt ein vollständiges Erlöschen der Flamme ein.

In einigen Versuchen wurde auch der Einfluß der Anfangstemperatur T₀ und des Anfangsdruckes p₀ auf die Flammenbeschleunigung an der Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation untersucht. In Bild 53a sind für 13 Vol.-% H₂ in Luft und in Bild 53b für 11,2 Vol.-% H₂ in Luft Weg-Zeit-Kurven der Flamme für verschiedene Anfangszustände eingetragen. Eine Temperaturerhöhung um 58 K wirkt sich ebenso wie eine Druckerhöhung von 1 bar auf 2 bar positiv auf die Verbrennung aus. Die Ursache dafür liegt in der positiven Abhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit, und damit der Reaktionskinetik, von der Temperatur und dem Druck, die im Abschn. 4.3.1 formelmäßig aufgeführt ist. Der Sprung von der Deflagration zur Überschallflamme verschiebt sich bei erhöhtem Anfangsdruck und erhöhter Anfangstemperatur zu niedrigeren H₂-Konzentrationen in Luft. Die Grenzen für den Übergang von der Deflagration in die Detonation werden demnach bei einem Anfangsdruck von 2 bar und einer Anfangstemperatur von 80 °C im Vergleich zu den Normalbedingungen etwas weiter. Die Verschiebung der unteren Grenze beträgt dabei ungefähr 0,8 Vol.-% H₂ in Luft.

6.4 Grenze für den Übergang Deflagration-Detonation im Dreistoffdiagramm für Wasserstoff-Luft-Wasserdampf

Die im Abschn. 4.4 definierte und im Abschn. 6.2 in H_2 -Luft-Wasserdampf-Gemischen gemessene Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation kann im Dreistoffdiagramm zusammenfassend dargestellt werden. Für einen Anfangszustand von 1 bar und $80^\circ C$ ist diese Grenze als durchgezogene Linie in Bild 54 eingetragen. Innerhalb dieser Grenze ist ein Übergang in die Detonation prinzipiell möglich, wobei er natürlich nur unter speziellen Bedingungen stattfinden kann. Außerhalb der Grenze kann ein Übergang in die Detonation ausgeschlossen werden, da die Brenngeschwindigkeit nicht so hoch werden kann, daß die Deflagration instabil wird und spontan eine Stoßwelle aufbaut. Dieser Vorgang leitet aber den Übergang von der Deflagration in die Detonation ein. Zur Gültigkeit dieser in Bild 54 eingetragenen Grenze ist zu sagen, daß sie nur für Anfangsbedingungen gilt, die nicht zu stark von $T_0 = 80^\circ C$ und $p_0 = 1$ bar abweichen. Läuft die Flamme zum Beispiel in ein vorkomprimiertes oder ein vorher erloschenes Brenngasvolumen, so ist der Anfangszustand durch diese Vorgänge extrem stark verändert. Auf die Übertragbarkeit der Ergebnisse, die aus der

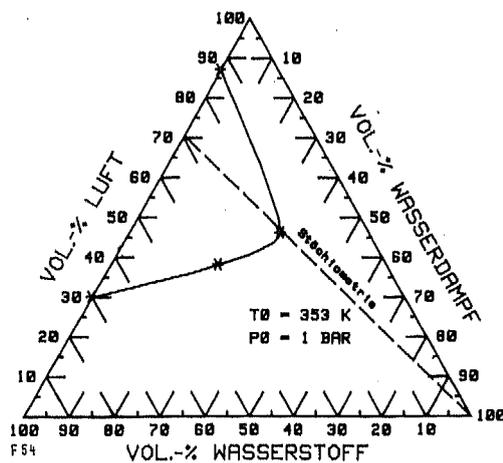


Bild 54. Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation im Dreistoffdiagramm für Wasserstoff-Luft-Wasserdampf-Gemische

eindimensionalen Theorie und den in erster Näherung auch eindimensionalen Versuchsbedingungen im Explosionsrohr gewonnen wurden, wird im Abschn. 7 noch näher eingegangen.

7. Übertragbarkeit der Ergebnisse

Die in den vorherigen Abschn. aufgestellte Theorie zur plötzlichen Bildung einer Stoßwelle vor einer turbulenten Flamme und der daraus resultierende Übergang von der Deflagration in die Detonation geht von einer quasiaeindimensionalen Modellvorstellung aus. Auch die im Experiment benutzte Geometrie des langen Rohres erzwingt eine quasiaeindimensionale Ausbreitung der Flamme und der Strömungsvorgänge. In diesem Abschn. soll gezeigt werden, daß die aus der eindimensionalen Theorie gewonnenen Ergebnisse allgemeingültiger sind und die aus diesen Erkenntnissen heraus definierte und gemessene Grenze für den Übergang von der Deflagration in die Detonation eine Gemischeigenschaft darstellt sowie in bezug auf die Versuchsgeometrie unter konservativen Randbedingungen ermittelt wurde. Die Gemischeigenschaft der Grenze ist aber nur solange gültig, solange die Verbrennungsfront in das definierte Anfangsgemisch läuft, das nicht durch Löschvorgänge verändert wurde. Derartige Löschvorgänge können zum Beispiel in großräumigen Wirbeln auftreten, wie sie von *I.O. Moen* [70] beobachtet wurden. In einem derartigen Wirbel erlöscht die Flamme, zündet dann wieder und breitet sich in einem Brenngasgemisch aus, das eine wesentlich höhere Reaktionsfähigkeit hat. Auf diese Weise kann die neu entstandene Reaktionsfront eine so hohe Brenngeschwindigkeit aufweisen, daß sie sofort im instabilen Bereich liegt und durch den positiven Rückkopplungsprozeß innerhalb des Wirbels eine so starke Stoßwelle bildet, daß sie im nicht durch Löschvorgänge veränderten Anfangsgemisch eine Detonation initiiert. Das im Abschn. 4. benutzte Brenngesetz ist in diesem Fall nicht mehr gültig, wodurch das Stabilitätsdiagramm nach Bild 20 einen veränderten Verlauf erhält. Die in dieser Arbeit entwickelte Modellvorstellung für die Erzeugung einer starken Stoßwelle darf also hier nur für den Vorgang nach der erneuten Zündung des teilweise erloschenen Brenngases angewendet werden und ähnelt hier sehr dem „Swacer“-Mechanismus von *J.H. Lee* [57]. Aus diesen Überlegungen geht hervor, daß die ermittelte Grenze für

den Übergang von der Deflagration in die Detonation nicht ohne weiteres auf Verbrennungsformen übertragen werden kann, die durch Lösch-Zünd-Vorgänge bestimmt werden, wie sie z.B. in großen Wirbel auftreten können.

Voraussetzung für die Übertragung der Versuchsergebnisse auf nicht streng eindimensionale Flammenausbreitungsvorgänge ist, daß die Flamme als Flammenfront modelliert werden kann, d.h., daß die Flamme dünn im Verhältnis zur Kantenlänge ihre Oberfläche ΔH sein und eine bestimmte Ausbreitungsrichtung haben muß. Eine derartige Flamme ist in Bild 55 skizziert. Für einen Ausschnitt mit der Fläche ΔH^2 kann man die eindimensionalen Erhaltungsgleichungen ansetzen. Die Tangentialkomponente der relativen Anströmgeschwindigkeit ist vor und nach der Flamme gleich und hat keinen Einfluß auf die Erhaltungsgleichungen. Turbulenzen wirken sich nur auf die Form der Flammenoberfläche und somit auf den Brennstoffumsatz aus und können im eindimen-

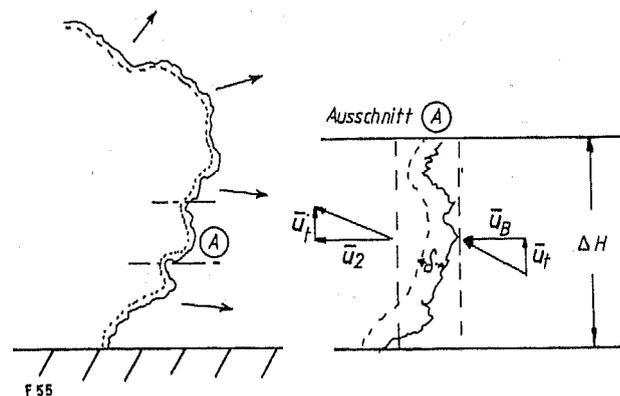


Bild 55. Prinzipskizze einer sich räumlich ausbreitenden Flammenfront
Für einen Bereich mit $\Delta H \gg \delta$ lassen sich die eindimensionalen Erhaltungsgleichungen ansetzen

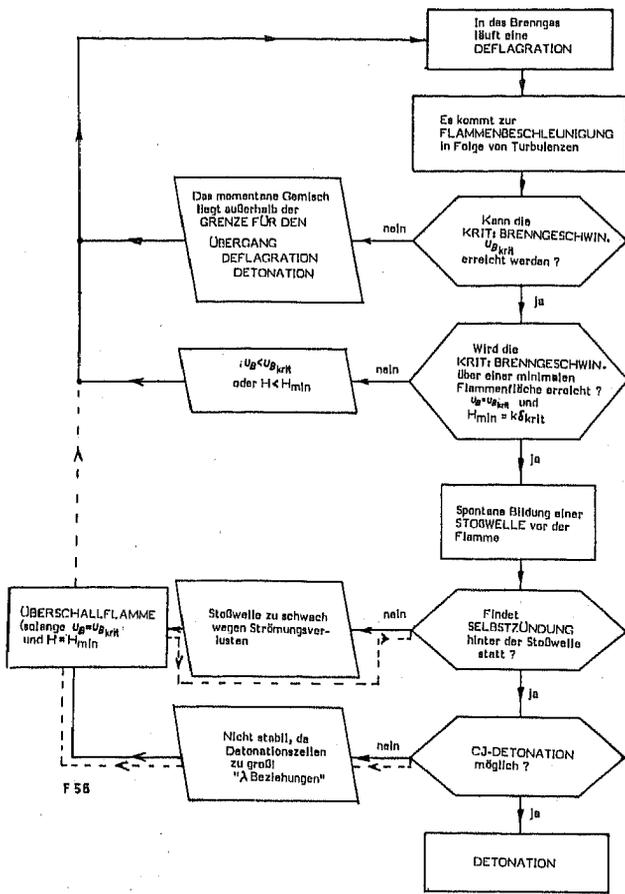


Bild 56. Ablaufplan zum Übergang von der Deflagration in die Detonation

sionalen Modell bei der Massen-, Impuls- und Energieerhaltung vernachlässigt werden. Die Ergebnisse, die aus der Theorie im Abschn. 2. bis Abschn. 4. gewonnen wurden, sind also auch für viele sich im Raum ausbreitende Flammen gültig. Damit kann man feststellen, daß eine Deflagration instabil wird und eine Stoßwelle vor sich erzeugt, wenn über eine bestimmte Mindestflammenoberfläche ΔH_{min}^2 die Brenngeschwindigkeit die Stabilitätsgrenze für die Deflagration erreicht, die für H_2 -Luft-Wasserdampf-Gemische sehr nahe bei der kritischen Brenngeschwindigkeit liegt. Damit beim Aufbau der Stoßwelle über eine begrenzte Flammenoberfläche durch den im Abschn. 4. beschriebenen Rückkopplungsmechanismus der Einfluß des Randes vernachlässigbar wird, muß die Stabilitätsgrenze der Deflagration über eine Mindestflammenoberfläche ΔH_{min}^2 erreicht werden. ΔH_{min} ist dabei ein Vielfaches der Dicke δ_{krit} der kritischen Flamme.

Bild 56 zeigt eine Ablaufplan zum spontanen Übergang von der Deflagration in die Detonation. Dabei erfolgt der spontane Übergang an einer Flamme, die sich relativ langsam ausbreiten kann und vor der zunächst nur schwache Druckstörungen laufen. Ob ein Übergang Deflagration-Detonation überhaupt möglich ist, kann danach beurteilt werden, ob das Brenngasgemisch innerhalb der Grenzen für den Übergang von der Deflagration in die Detonation liegt. Diese Grenzen wurden in dieser Arbeit allgemein definiert und für Wasserstoff-Luft-Wasserdampf-Gemische für bestimmte Anfangszu-

stände gemessen. Es existieren keine Anhaltspunkte für einen Einfluß des Querschnittes des Explosionsrohres auf die gemessenen Grenzen. Liegt das Brenngasgemisch innerhalb der Grenzen, so stellt sich die Frage, ob die Stabilitätsgrenze für die Deflagration auch erreicht wird. Als Stabilitätsgrenze wird hier – der Einfachheit halber – die kritische Brenngeschwindigkeit benutzt. Damit die kritische Brenngeschwindigkeit erreicht wird, muß ein hoher Grad an Turbulenzen im Brenngas erzeugt werden. Dieser Grad an Turbulenzen spiegelt sich im kritischen Turbulenzfaktor nach Bild 24 wieder. Man erkennt aus dessen Verlauf, daß ein Übergang in der Nähe der Übergangsgrenzen Deflagration-Detonation immer unwahrscheinlicher wird, da der kritische Turbulenzfaktor in diesem Bereich sehr stark ansteigt, was bedeutet, daß die Brenngasströmung sehr turbulent werden muß. Bei der teilverdämmten Flamme kommt die Zusatzbedingung hinzu, daß die kritische Brenngeschwindigkeit über einer Flammenoberfläche erreicht werden muß, deren Kantenlänge ΔH_{min} ein Vielfaches der Dicke δ_{krit} der kritischen Flamme ist. Ist auch diese Bedingung erfüllt, so wird sich über eine instabile Rückkopplung zwischen Druckwellenerzeugung und Energiefreisetzung spontan eine Stoßwelle vor der Flamme – oder einer Teilfläche bei teilverdämmter Flamme – bilden. Die Bildung dieser Stoßwelle ist zwar für den Übergang eine Voraussetzung aber noch keine hinreichende Bedingung. Für den Übergang in die Detonation ist weiterhin erforderlich, daß hinter der erzeugten Stoßwelle im Brenngas Selbstzündung stattfindet, wodurch der Übergang von der noch turbulenzbedingten Verbrennung zur Zündung durch reine Kompression erfolgt. Wie die Versuche im Abschn. 6. gezeigt haben, ist dieser Schritt nicht unbedingt erforderlich. Es kann eine durch Strömungsverluste bedingte Überschallflamme stationär laufen, solange in der kritisch durchströmten Flammenoberfläche die Turbulenzen hoch genug sind. Sind auch die Bedingungen für die Selbstzündung erfüllt, so muß die nach der Selbstzündung auftretende Detonation als eine sich selbst erhaltende CJ-Deflagration laufen können. Dazu müssen die Beziehungen zwischen der Detonationszellgröße λ und den Randbedingungen erfüllt sein. Für das Rohr gilt dabei $\lambda = \pi d_{min}$, mit d als Rohrdurchmesser. Für eine aus einem Rohr ins Freie tretende Detonation gilt die empirische Beziehung $d = 13 \lambda$. Weitere Beziehungen sind zum Beispiel bei S.R. Tieszen [97] zu finden. Sind auch diese Bedingungen erfüllt, so ist der Übergang von der Deflagration in die Detonation vollzogen.

Hier sollen noch einige Anmerkungen zum Übergang von der Deflagration in die Detonation in langen, sehr glatten Rohren und zur direkten Initiierung einer Detonation gemacht werden. In langen, sehr glatten Rohren kann eine Stoßwelle durch eine kontinuierliche Flammenbeschleunigung durch Druckwellenreflexionen aufgebaut werden, wodurch die ersten zwei Bedingungen im Ablaufdiagramm übersprungen werden können. Bei der direkten Initiierung untersucht man nur die letzte Bedingung, ob eine CJ-Deflagration möglich ist. Diese Bedingung wird auch als Detonationsgrenze eines Gemisches bezeichnet, wobei allerdings der Geometrieinfluß gleichberechtigt mit dem Gemischeinfluß betrachtet werden muß.

In den eigenen Messungen wurden Wasserstoff-Luft-Wasserdampf-Gemische auf die erste Bedingung des Ablaufplanes hin untersucht, nämlich ob ein Übergang von der Deflagration in die Detonation überhaupt möglich ist.

8. Schlußbemerkung

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, daß ein entscheidender Schritt beim Übergang von der Deflagration in die Detonation, nämlich die spontane Bildung einer Stoßwelle vor der Flamme, auf eine Instabilität der Deflagration zurückzuführen ist. Es konnte gezeigt werden, daß der physikalische Hintergrund für diesen Vorgang in einer instabilen Rückkopplung zwischen der Flamme und den ausgesandten Druckstörungen liegt. Die gefundene Instabilität der Deflagration liegt für die untersuchten Gemische im Bereich der kritischen Wärmezufuhr. Dieses Ergebnis stimmt mit der rein mathematisch gefundenen Feststellung anderer Autoren überein (z.B. *Zhen Huan Teng* [106]), daß in diesem Bereich für bestimmte Temperaturabhängigkeiten der Brenngeschwindigkeit keine Deflagrationslösung des Riemann-Problems der Gasdynamik existiert. Die dort getroffene mathematische Schlußfolgerung, daß damit der Übergang in die CJ-Detonation vollzogen werden muß, berücksichtigt aber in keiner Weise die komplexen physikalischen Zusammenhänge, die im Ablaufplan nach Bild 56 dargestellt sind. Die in der vorliegenden Arbeit gefundenen theoretischen Ergebnisse gehen von einer konkreten physikalischen Modellvorstellung beim Sprung von der Deflagration in die Detonation aus, wodurch eine neue Erkenntnis beim Übergang in die Detonation gewonnen werden konnte. Im Gegensatz zur rein mathematischen Betrachtungsweise kann diese physikalische Erkenntnis

verallgemeinert und auch auf nicht streng eindimensionale Vorgänge übertragen werden.

Mit diesen neuen Erkenntnissen ist die Definition einer Grenze für den Übergang Deflagration-Detonation zusammen mit der Forderung nach einer maximalen turbulenten Brenngeschwindigkeit eine logische Schlußfolgerung. Aus den Ausführungen zur turbulenten Verbrennung geht hervor, daß die maximale turbulente Brenngeschwindigkeit nur gemischabhängig ist. Die für diese hohen Umsetzungsraten notwendigen hohen Turbulenzen werden am ehesten in turbulenten Scherschichten erreicht. Das Energiespektrum in diesen turbulenten Strömungen ist beim Erreichen der maximalen turbulenten Brenngeschwindigkeiten in den verschiedenen möglichen turbulenten Strömungen etwa gleich, und sein Maximum liegt im Bereich kleiner Wirbel. Die gemessene Grenze für den Übergang Deflagration-Detonation in Wasserstoff-Luft-Wasserdampf ist deshalb geometriunabhängig und nicht auf die spezielle angewendete Versuchsgeometrie beschränkt, solange keine großräumigen Lösch-Zünd-Vorgänge auftreten, die die Gaszusammensetzung im Vergleich zum bekannten Anfangsgemisch massiv verändern. In diesem Fall kann die zur Detonationsinitiierung notwendige Stoßwelle innerhalb des Löschvolumens durch einen instabilen Rückkopplungsmechanismus entstehen. Derartige Vorgänge können in großräumigen Wirbeln ablaufen.

9. Formelzeichen

Formelzeichen, die mit verschiedenen Indizes benutzt werden

u	Absolutgeschwindigkeit im Laborsystem
\bar{u}	Relativgeschwindigkeit im mitgeführten Bezugssystem
c	Schallgeschwindigkeit
Ma	Machzahl
\bar{Ma}	Machzahl für die Relativgeschwindigkeit
p	Druck
ρ	Dichte
T	Temperatur
e	spezifische innere Energie
h	spezifische Enthalpie
\bar{c}_p	mittlere spezifische Wärmekapazität
c_p	spezifische Wärmekapazität
R	spezifische Gaskonstante
κ	Isentropenexponent
$\bar{\kappa}$	mittlerer Isentropenexponent
ΔT	Temperaturänderung
Δp	Druckänderung

Indizes

$(*)_0$	ungestörter Anfangszustand
$(*)_1$	Zustand vor der Reaktionsfront
$(*)_2$	Zustand hinter der Reaktionsfront
$(*)_1^+$	Zustand zwischen dem Verdichtungsstoß vor der Reaktionsfront und der Reaktionsfront
$(*)_2^+$	Zustand hinter dem Verdichtungsstoß
$(*)^0$	Zustand vor einer Druckstörung
$(*)_{NS}$	Zustand hinter dem Neumann-Spike des eindimensionalen Detonationsmodelles
$(*)_{CJ}$	Zustand in der CJ-Fläche des eindimensionalen Reaktionsfrontmodelles

Spezielle Formelzeichen

R_m	molare Gaskonstante
u_B	Brenngeschwindigkeit
u_F	Flammgeschwindigkeit
u_R	Reaktionsfrontgeschwindigkeit
u_S	Geschwindigkeit des Verdichtungsstoßes
u_{SR}	Geschwindigkeit eines Verdichtungsstoßes, der in die Schwaden läuft
u_{Welle}	Absolutgeschwindigkeit einer Schallwelle
u_{Bkrit}	kritische Brenngeschwindigkeit
u_{Bstab}	Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze
u_B^+	Brenngeschwindigkeit ohne Löschvorgänge
s_U	laminare Brenngeschwindigkeit
Ma_B	Brenngeschwindigkeits-Machzahl
\bar{Ma}_{1krit}	kritische Anströmmachzahl
\bar{Ma}_{1kritR}	kritische Anströmmachzahl mit Reibungseinfluß
\bar{Ma}_{1CJ}	Anströmmachzahl der Chapman-Jouget-Detonation; reibungsfrei
$\Delta Ma_{stör}$	Änderung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl bei einer Störung der Brenngeschwindigkeit
ΔMa_S	Machzahl einer Druckstörung, die durch die Änderung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl im Brenngas erzeugt wurde
ΔMa_{wirk}	Änderung der Brenngeschwindigkeits-Machzahl als Wirkung auf eine Druckstörung
q_{zu}	durch die Verbrennung zugeführte Wärme; auf die Masse bezogen
q_{ab}	durch Verluste abgeführte Wärme; auf die Masse bezogen
q	zugeführte Nettowärme aus q_{zu} und q_{ab}
f	Drehfrequenz
Da	Damköhlerzahl; Verhältnis einer charakteristischen strömungsmechanischen Zeitkonstanten zu einer chemischen Zeitkonstanten

τ_S	strömungsmechanische Zeitkonstante		
τ_C	chemische Zeitkonstante		
\dot{V}_{zu}	in die Brennzona eintretender Brenngasvolumenstrom	α	Temperaturerponent der laminaren Brenngeschwindigkeit
\dot{V}_{ab}	in der Brennzona verbrannter Volumenstrom	m	Druckexponent der laminaren Brenngeschwindigkeit
A	Querschnittsfläche des eindimensionalen Modells	SP	Stabilitätsparameter; Verhältnis von ΔMa_{wir} zu $\Delta Ma_{stör}$
A_{FI}	effektive Flammenoberfläche	τ_R	Relaxationszeit
$\frac{A_{FI}}{A}$	Faktor zur Erfassung des Einflusses von Wirbeln auf die Brenngeschwindigkeit	τ_{dir}	Zeitkonstante mit der die direkte Rückkopplung zwischen Druckstörung und Flamme abläuft
k_T	Faktor zur Erfassung eines Einflusses der feinkörnigen Turbulenz auf die Brenngeschwindigkeit	τ_{indir}	Zeitkonstante mit der die indirekte Rückkopplung zwischen Druckstörung und Flamme abläuft
k_L	Faktor zur Erfassung des Einflusses von Löschvorgängen auf die laminare Brenngeschwindigkeit	T_{1krit}	Brenngastemperatur bei kritischer Anströmung
γ	Abkürzung für $k_T \frac{A_{FI}}{A}$	Φ	Äquivalenzverhältnis; Brennstoff-Sauerstoff-Verhältnis zum stöchiometrischen Brennstoff-Sauerstoff-Verhältnis
ξ	Verhältnis der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit	λ	Detonationszellgröße
ξ_{krit}	Verhältnis der kritischen zur laminaren Brenngeschwindigkeit	λ_{max}	Detonationszellgröße an der für einen gegebenen Rohrdurchmesser gültigen Detonationsgrenze
ξ_{max}	Verhältnis der maximalen turbulenten Brenngeschwindigkeit zur laminaren Brenngeschwindigkeit	d	Rohrdurchmesser
$\Delta \xi$	Änderung des Turbulenzeinflusses auf die Brenngeschwindigkeit	BR	Blockkierrate; Verhältnis von Hindernisfläche zur Rohrquerschnittsfläche
β	Parameter, der den Einfluß der Gemischzusammensetzung auf die laminare Brenngeschwindigkeit beschreibt	$H_{äqui}$	äquivalente Hindernishöhe einer Kreisblende mit der gleichen Blockkierrate wie das tatsächliche Hindernis
		ΔH	Hindernisabstand

10. Literatur

- [1] Andrews, G.E., D. Bradley, u. S.B. Lwakabamba: Turbulence and Turbulent Flame Propagation — A Critical Appraisal. Combustion and Flame Bd. 24 (1975), S. 285/304.
- [2] Atkinson, R., D.C. Bull, u. P.J. Shuff: Initiation of Spherical Detonation in Hydrogen/Air. Combustion and Flame Bd. 39 (1980) S. 287/300.
- [3] Baehr, H.D.: Thermodynamische Funktionen idealer Gase für Temperaturen bis 6000 K. Berlin: Springer-Verlag 1975.
- [4] Bareis, M., M. Stock, W. Fucke, W. Geiger, u. G. Langer: Untersuchung zur Möglichkeit einer kleinräumigen Wasserstoffdetonation während eines hypothetischen Unfalls in Druckwasserreaktoren. Abschlußbericht Battelle Inst., BMFT-1500 645 (1984).
- [5] Barr, P.K.: Simulation of Flame Propagation Through Vorticity Region Using the Discrete Vortex Method. Sand-84-8715 (1984).
- [6] Bartlmä, F.: Gasdynamik der Verbrennung. Berlin: Springer-Verlag 1975.
- [7] Bartlmä, F.: The Transition from Slow Burning to Detonation. Acta Astronautica Bd. 6 (1979) S. 435/47.
- [8] Bartlmä, F., u. K. Schröder: The Diffraction of a Plane Detonation Wave at a Convex Corner. Combustion and Flame Bd. 66 (1986) S. 249/59.
- [9] Becker, T., u. F. Ebert: Berechnung des Druckaufbauverhaltens in Flammenfronten bei Deflagration mit idealer Zündgeometrie. Chem.-Ing.-Tech. Bd. 56 (1984) Nr. 2, S. 146/47.
- [10] Becker, T.P.: Critical Potential of Gas/Air and Gas/Oxygen Mixtures during Deflagration on Large, Free Gas Clouds. Ger. Chem. Eng. Bd. 8 (1985) S. 313/20.
- [11] Becker, T., u. F. Ebert: Vergleich zwischen Experiment und Theorie der Explosion großer, freier Gaswolken. Chem.-Ing.-Tech. Bd. 57 (1985) Nr. 1, S. 42/45.
- [12] Belles, F.E., u. J.G. Ehlers: Shock Wave Ignition of Hydrogen-Oxygen-Diluent Mixtures Near Detonation Limits. ARS Journal American Rocket Society Bd. 32 (1962) Nr. 1.
- [13] Berman, M.: Light Water Reactor Safety Research Program. Semiannual Report, April 1983–September 1983 Sand-84-0689 (1984).
- [14] Berman, M.: A Critical Review of Recent Large-Scale Experiments on Hydrogen-Air Detonations. ANS Proceedings of the 23rd ASME/AICHE/ANS National Heat Transfer Conference Denver, Colorado August 4–7 (1985).
- [15] Benedick, W.B., J.H. Lee, R. Knystautas, u. C.M. Guirao: Large-Scale Hydrogen-Air Detonations. Sand-82-1841 (1982).
- [16] Boa-Teh Chu: On the Generation of Pressure Waves at a Plane Flame Front. 4th Symp. (Int.) on Combustion (1953).
- [17] Brehm, N.: Konstruktion und Auslegung eines Stoßwellenrohres. Diplomarbeit am Lehrstuhl A für Thermodynamik, Techn. Univ. München (1983).
- [18] Buckmaster, J.: The Quenching of Deflagration Waves. Combustion and Flame Bd. 26 (1976) S. 151/62.
- [19] Bull, D.C., J.E. Elsworth, u. G. Hooper: Concentration Limits to Unconfined Detonation of Ethane-Air. Combustion and Flame Bd. 35 (1979) S. 27/40.
- [20] Carlson, L.W., R.M. Knight, u. J.O. Henrie: Flame and Detonation Initiation and Propagation in Various Hydrogen-Air Mixtures, with and without Water Spray. Rockwell Iterim Report AK-73-29 (1973).
- [21] Chapman, W.R., u. R.V. Wheeler: The Propagation of Flame in Mixtures of Methane and Air. Part IV. The Effect of Restriction in the Path of the Flame. J. Chem. Soc. (1926) S. 2139ff.

- [22] *Danköhler, G., u. A. Schmidt*: Gasdynamische Beiträge zur Auswertung von Flammenversuchen in Rohrstrecken. Z. f. Elektrochem. Bd. 47 (1941) S. 547/67.
- [23] *Davis, W.C.*: Die Detonation von Sprengstoffen Spektrum der Wissenschaft, Juli 1987.
- [24] *Dormal, M., J.-C. Libouton, u. P.J. Van Tiggelen*: Evolution of Induction Time in Detonation Cells. Acta Astronautica Bd. 6 (1979) S. 875/84.
- [25] *Dove, J.E., B.J. Scroggie, u. H. Semerjan*: Velocity Deficits and Detonability Limits of Hydrogen-Oxygen Detonations. Acta Astronautica Bd. 1, (1974) S. 345/59.
- [26] *Edeskuty, F.J., J.J. Haugh, u. R.T. Thompson*: Safety Aspects of Large-Scale Combustion of Hydrogen. Proceed. 6th World Hydrogen Energy Conf. Bd. 1 (1986).
- [27] *Eichert, H., u. M. Fischer*: Combustion — Related Safety Aspects of Hydrogen in Energy Applications. Internat. J. Hydrogen Energy Bd. 11 (1986) Nr. 2, S. 117/24.
- [28] *Eidelman, S.*: A Method of Calculation of the Critical Energy for Direct Initiation of Unconfined Detonation. Combustion, Science and Technology Bd. 30 (1983) S. 133/44.
- [29] *Fickett, W., u. W.C. Davis*: Detonation. University of California Press (1979).
- [30] *Fischer, M., u. R. Ewald*: Sicherheit der Wasserstofftechnik, VDI-Ber. Nr. 602 (1987).
- [31] *Friedrich, R.*: Grundlagen turbulenter Strömungen. Skriptum zur Vorlesung an der TU München (1986).
- [32] *Gaydon, A.G.*: The Spectroscopy of Flames. Chapman and Hall, 1974.
- [33] *Gaydon, A.G., u. H.G. Wolfhard*: Flames. Chapman and Hall, 1960.
- [34] *Gordon, W.E., A.J. Mooradian, u. S.A. Harper*: Limit and Spin Effects in Hydrogen-Oxygen Detonations. 7th Symp. (Int.) on Combustion (1958).
- [35] *Goulard, R.*: Combustion Measurements. Academic Press, 1976.
- [36] *Guirao, C.M., K. Knystautas, J.H. Lee, W. Benedick u. M. Berman*: Hydrogen-Air Detonations. Sand-82-1494C (1982).
- [37] *Hassmann, K., J.P. Hosemann, u. M. Peehs*: Spaltproduktfreisetzung bei Kernschmelzen. Verlag TÜV Rheinland, 1987.
- [38] *Hasson, A., M. Avinor, u. A. Burcat*: Transition from Deflagration to Detonation, Spark Ignition, and Detonation Characteristics of Ethylene-Oxygen Mixtures in a Tube. Combustion and Flame Bd. 49 (1983) S. 13/26.
- [39] *Held, M.*: Struktur der Detonationsfront in verschiedenen Gas-Luft-Gemischen. Ber. Jahrestagung des Institutes für Chemie der Treib- und Explosivstoffe (ITC), 1973.
- [40] *Huang Zhong-Wei, u. Xu Bin*: Relation Between Cell Size and Detonation Parameters in Overdriven Gaseous Detonations. Combustion and Flame Bd. 67 (1987) S. 95/98.
- [41] *Jeffrey, A.*: A Note on the Derivation of the Discontinuity Conditions Across Contact Discontinuities, Shock and Phase Fronts. Z. angew. Math. Phys. Bd. 15 (1964) S. 68/71.
- [42] *Jeffrey, A.*: A Note on the Integral Form of the Fluid Dynamic Conservation Equations Relative to an Arbitrarily Moving Volume. Z. Angew. Math. Phys. Bd. 16 (1965) S. 835/37.
- [43] *Jischa, M.*: Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch. Braunschweig: Vieweg-Verlag, 1982.
- [44] *Jost, W.*: Explosions- und Verbrennungsvorgänge in Gasen. Berlin: Springer-Verlag, 1939.
- [45] *Jost, W.*: Low Temperature Oxidation. Gordon and Breach Science Publishers, 1965.
- [46] *Kailasanath, K., E.S. Oran, J.P. Boris, u. T.R. Young*: Determination of Detonation Cell Size and the Role of Transverse Waves in Two-Dimensional Detonations. Combustion and Flame Bd. 61 (1985) S. 199/209.
- [47] *Katsuki, M., Y. Mitzutani, B.R. Choi, E. Shibata, u. K. Akitomo*: Structure of Premixed Turbulent Flames. Bulletin on JSME Bd. 27 (1984), Nr. 234.
- [48] *Kehlen, H.*: Grundlagen der chemischen Kinetik. Braunschweig: Vieweg-Verlag, 1974.
- [49] *Knystautas, R., J.H.S. Lee, I.O. Moen, u. H.Gg. Wagner*: Direct Initiation of Spherical Detonation by a Hot Turbulent Gas Jet. 17th Symp. (Int.) on Combustion (1979) S. 1235.
- [50] *Korbeinikov, V.P., V.A. Levin, V.V. Markov, u. G.G. Chernyi*: Propagation of Blast Waves in a Combustible Gas. Astronautica Acta Bd. 17 (1972) S. 529/35.
- [51] *Kumar, R.K., H. Tamm, u. W.C. Harrison*: Combustion of Hydrogen at High Concentrations Including the Effect of Obstacles. Combustion, Science and Technology Bd. 35 (1983) S. 175/86.
- [52] *Kurylo, J., u. A.K. Oppenheim*: Numerical Analysis of Flow Fields Generated by Accelerating Flames. AIAA paper 79/0290 (1979).
- [53] *Ladenburg, R.W., B. Lewis, R.N. Pease, u. H.S. Taylor*: Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion. Princeton University Press (1954).
- [54] *Landolt-Börnstein*: Bd IV/4b (Detonationen), Bd. II/2a (Homogene Gasgleichgewichte), 1972 bzw. 1960.
- [55] *Lee, J.H.*: Gasdynamics of Detonations. Astronautica Acta Bd. 17 (1972) S. 455/66.
- [56] *Lee, J.H., R. Knystautas, u. N. Yoshikawa*: Photochemical Initiation of Gaseous Detonations. Acta Astronautica Bd. 5 (1978) S. 971/82.
- [57] *Lee, J.H.S.*: Flame Acceleration Mechanisms in Closed Vessels. NUREG/CR-2017 Bd. 3 (1981).
- [58] *Lee, J.H.S., R. Knystautas, u. A. Freiman*: High Speed Turbulent Deflagrations and Transition to Detonation in H₂-Air Mixtures. Combustion and Flame Bd. 56 (1984) S. 227/39.
- [59] *Levin V.A., u. V.V. Markov*: Initiation of Detonation by Concentrated Release of Energy. Plenum Publishing Corporation, 1976.
- [60] *Lewis, B., u. G. von Elbe*: Combustion, Flames and Explosion of Gases. Academic Press, 1954.
- [61] *Liebé, W.*: Der natürliche Wirbel. Forsch. Ing.-Wes. Bd. 51 (1985) Nr. 6.
- [62] *Lilley, D.G.*: Swirl Flows in Combustion: A Review. AIAA J. Bd. 5 (1977) Nr. 8.
- [63] *Liu, D.D.S., u. R. Mac Farlane*: Laminar Burning Velocity of Hydrogen-Air and Hydrogen-Air-Steam Flames. Combustion and Flame Bd. 49 (1983) S. 59/71.
- [64] *Liu, Y.K., J.H. Lee, u. R. Knystautas*: Effect of Geometry on the Transition of Detonation Through an Orifice. Combustion and Flame Bd. 56 (1984) S. 215/25.
- [65] *Mc Carty, R.D.*: Hydrogen: Its Technology and Implications. Hydrogen Properties. Bd. 3 CRC Press (1975).
- [66] *Mayinger, F., u. N. Brehm*: Zündgrenzen von Wasserstoff in aerosolhaltiger Atmosphäre des Containments nach Kernschmelzunfall. FIZ 4 Karlsruhe, ID-Vertrieb, Abschlußbericht BMFT-GRS-15006150 (1987).
- [67] *Meyer, J.W., P.A. Urtiew, u. A.K. Oppenheim*: On the Inadequacy of Gasdynamic Process for Triggering the Transition to Detonation. Combustion and Flame Bd. 14 (1970) S. 13/20.

- [68] Moen, I.O., M. Donato, R. Knystautas, u. J.H. Lee: Flame Acceleration Due to Turbulence Produced by Obstacles. *Combustion and Flame* Bd. 39 (1980) S. 21/32.
- [69] Moen, I.O., J.H.S. Lee, B.H. Hjertager, K. Fuhre, u. R.K. Eckhoff: Pressure Development Due to Turbulent Flame Propagation in Large-Scale Methane-Air Explosions. *Combustion and Flame* Bd. 47 (1982) S. 31/52.
- [70] Moen, I.O., D. Bjerketvedt, A. Jenssen, u. P.A. Thibault: Transition to Detonation in a Large Fuel-Air Cloud. *Combustion and Flame* Bd. 61 (1985) S. 285/91.
- [71] Namazian, M., L. Talbot, u. F. Robben: Density Fluctuations in Premixed Turbulent Flames. 20th Symp. (Int.) on Combustion (1984) S. 411/19.
- [72] Oppenheim, A.K., u. R.A. Stern: On the Development of Gaseous Detonations. Analysis of Wave Phenomena. 7th Symp. (Int.) on Combustion (1959).
- [73] Pangritz, D., K.J. Dörge, u. H.Gg. Wagner: Ausbreitung von Flammen in Rohren mit einer Blende; Der Einfluß von Inertgas. *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.* Bd. 87 (1983) S. 1005/07.
- [74] Pawel, D., P.J. van Tiggelen, H. Vasatko, u. H.Gg. Wagner: Initiation of Detonation in Various Gas Mixtures. *Combustion and Flame* Bd. 15 (1970) S. 173/77.
- [75] Pfortner, H., H. Schneider, W. Drenckhahn, u. C. Koch: Flame Acceleration and Pressure Build-Up in Free and Partially Confined Hydrogen-Air Clouds. 9th Int. Colloqu. of Dynamics on Explosives and Reactive Systems. Portiers/France, Juli (1983).
- [76] Pfortner, H.: Recent Results of Experimental Studies on the Transition of Deflagration to Detonation under Partially Confined Conditions and on Possible Aspects of the Transposition of these Results to Confined Explosions. *Safety of Thermal Water Reactors* (1984).
- [77] Pleshanov, A.S.: Instability of a Flame Front in a Compressible Ideal Medium, Plenum Publishing Corporation, 1976.
- [78] Scheffler, K., J. Straub, u. U. Grigull: *Wasserdampftafeln*. Berlin: Springer-Verlag, 1968.
- [79] Schildknecht, M., W. Haas, K. Metz, u. W. Geiger: Versuche zur Freistrahzündung von Wasserstoff-Luft-Gemischen im Hinblick auf den Übergang Deflagration-Detonation. Abschlußbericht Battelle Inst. für Interatom, BIEV-R-65.769-1 (1984).
- [80] Schmidt, E., H. Steinicke, u. U. Neubert: Aufnahmen der Verbrennung von Gasgemischen in Rohren mit dem Eigenlicht der Flamme und bei Schlierenbeleuchtung. *VDI-Forschungsheft* Nr. 431 (1951), bes. S. 26, Fig. 49.
- [81] Schmidt, E.: *Thermodynamik*, Berlin: Springer-Verlag, 1958.
- [82] Schmidt, E., K. Stephan, u. F. Mayinger: *Technische Thermodynamik*, Bd 1 u. 2, Berlin: Springer-Verlag, 1977.
- [83] Schmidt, G.: *Grundlagen Regelungstechnik*. Berlin: Springer-Verlag, 1982.
- [84] Shapiro, Z.M., u. T.R. Moffette: Hydrogen Flammability Data and Application to PWR Loss-of-Coolant Accident. WARP-SC-545 (1957).
- [85] Shchelkin, K.I.: Effect of Roughness of the Surface in a Tube on Origination and Propagation of Detonation in Gases. Washington D.C. Department of Commerce. 61-18037 (1941).
- [86] Sherman, M.P.: Hydrogen Flame Acceleration and Detonation. Sand-84-2078 C (1984).
- [87] Sherman, M.P., S.R. Tieszen, u. W.B. Benedick: The Effect of Transverse Venting on Flame Acceleration and Transition to Detonation in a Large Channel. Sand-85-1386 C (1985).
- [88] Sherman, M.P., u. M. Berman: The Possibility of Local Detonations During Degraded-Core Accidents in the Bellefonte Nuclear Power Plant. Sand-86-1180 (1987).
- [89] Sichel, M.: A Simple Analysis of the Blast Wave Initiation of Detonations. *Acta Astronautica* Bd. 4 (1977) S. 409/24.
- [90] Spicher, U.: Untersuchungen über die räumliche Ausbreitung und das Erlöschen der Flamme bei der ottomotorischen Verbrennung. Diss. TH Aachen (1982).
- [91] Starke, R., u. P. Roth: Messungen zur instationären Ausbreitung eingeschlossener Flammen in kurzen zylindrischen Rohren. *Forsch. Ing-Wes.* Bd. 49 (1983) Nr. 5.
- [92] Starke, R., u. P. Roth: An Experimental Investigation of Flame Behavior During Cylindrical Vessel Explosions. *Combustion and Flame* Bd. 66 (1986) S. 249.
- [93] Straub, J.: Dissoziation von Wasserdampf. Diplomarbeit am Lehrstuhl A für Thermodynamik, TU München (1957).
- [94] Strehlow, R.A.: Gas Phase Detonations: Recent Developments. *Combustion and Flame* Bd. 12 (1968) S. 81/101.
- [95] Strehlow, R.A.: Blast Waves Generated by Constant Velocity Flames: A Simplified Approach. *Combustion and Flame* Bd. 24 (1975) S. 257/61.
- [96] Strehlow, R.A.: *Combustion Fundamentals*. Mc Graw-Hill Series in Energy, Combustion and Environment (1984).
- [97] Tieszen, S.R., M.P. Sherman, W.B. Benedick, u. M. Berman: Detonability of H₂-Air-Diluent Mixtures. Sand-85-1263 (1987).
- [98] Truckenbrodt, E.: *Fluidmechanik*. Bd. 1 und Bd. 2. Berlin: Springer-Verlag, 1980.
- [99] Tsurunoda, T., M. Harayama, u. T. Hirano: Growth of Flame Front Turbulence. *J. of Heat Transfer* Bd. 108/877 (1986).
- [100] Urtiew, P.A., u. A.K. Oppenheim: Experimental Observations of the Transition to Detonation in an Explosive Gas. *Proceed. Roy. Soc., Series A Mathem. and Phys. Sci.* Bd. 295 (1966) Nr. 1440.
- [101] Vasiliev, A.A., T.P. Gavrilenko, u. M.E. Topchian: On the Chapman-Jouguet Surface in Multi-Headed Gaseous Detonations. *Astronautica Acta* Bd. 17 (1972) S. 499/502.
- [102] Wagner, H.Gg.: *Flammenbeschleunigung — Ein zentrales Problem bei der Entstehung von Explosionen*. Physikalisch-Technische Bundesanstalt PTB-Mitt. Bd. 91 (1981) Nr. 4.
- [103] Warnatz, J.: Concentration-, Pressure-, and Temperature Dependence of the Flame Velocity in Hydrogen-Oxygen-Nitrogen Mixtures. *Combustion, Science and Technology* Bd. 26 (1981) S. 203/13.
- [104] Westbrook, C.K.: Hydrogen Oxidation Kinetics in Gaseous Detonations. *Combustion, Science and Technology* Bd. 29 (1982) S. 67/81.
- [105] Westbrook, C.K., u. P.A. Urtiew: Chemical-Kinetic Prediction of Critical Parameters in Gaseous Detonations. UCRL-87089 (1982).
- [106] Zhen-Huan Teng, A.J. Chorin, u. Tai-Ping Liu: Riemann Problems for Reacting Gas, with Application to Transition. *SIAM J. Appl. Math.* Bd. 42 (1982) Nr. 5 Okt.