621. 43. 019

Über die Bedeutung des Druckanstieges je Kurbelwinkel und seine Beziehung zur Druckschwingung im Brennraum*

Von Tadasu MAKI**, Ko TERADA***, und Sadamune ETO****

Die Heftigkeit des Klopfens oder harten Gangs bei einer Verbrennungskraftmaschine wird seit Jahrzehnten durch den Druckanstieg je Kurbelwinkel bezeichnet, obwohl der Grund dafür bis heute noch nicht ganz klar geworden ist. Die Verfasser haben die Beziehungen zwischen Druckanstieg und stoßartiger Beanspruchung am Triebwerk bzw. Betriebsgeräusch theoretisch betrachtet. Zur Bestätigung der Gültigkeit der angestellten Voraussetzungen wurden auch Experimente durchgeführt, und die theoretischen Ergebnisse wurden mit den Meßwerten verglichen, wodurch die Bedeutung des Druckanstieges je Kurbelwinkel klarer geworden ist.

1. Einleitung

Als Maßstab für eine einigermaßen quantitative Beurteilung der Heftigkeit des Klopfens und harten Gangs vom Motor wird oft der Druckanstieg je Kurbelwinkel $dp/d\theta$ benutzt. Das kommt daher, daß es vermutet werden kann, daß Verbrennungsgeräusch, stoßartige Beanspruchung der Motorteile und durch Stöße hervorgerufenen Geräusch von mechanischen Teilen hauptsächlich vom Druckanstieg im Brennraum abhängig seien. Über diese Abhängigkeit ist jedoch bis heute keine eindeutige theoretische Erklärung vorhanden, sondern sie wurde nur vom Gesichtspunkt der akustischen Abdeckungserscheinung von Verbrennungs- und mechanischen Geräuschen betrachtet⁽¹⁾.

In dieser Arbeit haben die Verfasser auf die im Brennraum auftretende Druckschwingung achtgegeben, die bei großem Druckanstieg wie beim Klopfen erkennbar wird, und die Bedeutung des Druckanstieges sowohl theoretisch als experimentell erklärt.

Beim Klopfen oder in einem ähnlichen Betriebszustand treten als begleitende Erscheinungen starke Stöße auf den Kurbeltrieb und damit auch mechanisches Geräusch, auffallendes Verbrennungsgeräusch und Erhitzung des Motors auf. Unter diesen Nebenerscheinungen sind die Stoßkräfte und mechanischen Geräusche von dem steilen Druckanstieg am

Beginn der Verbrennung, d.h. der Anfangsverbrennungsgeschwindigkeit sowie der dabei zu brennenden Brennstoffmenge abhängig. Bei konstanter Höchstdrucksteigerung Δp sind die obengenannten Faktoren um so schädlicher für den Motor, je höher die Drucksteigerungsgeschwindigkeit dp/dt ist. Andererseits sind sie bei konstantem dp/dt -Wert um so schädlicher für den Motor, je größer der Druckunterschied Δp ist. Die Schädlichkeit kann deswegen als proportional dem Produkt $dp/dt \Delta p$ betrachtet werden. Durch eine solche augenblickliche, explosive Verbrennung tritt im Brennraum eine Druckschwingung auf, die durch die Brennraumwand nach außen übertragen und als Verbrennungsgeräusch empfunden wird, und die gleichzeitig die Grenzschicht an der Brennraumwand kratzt und dadurch die Wärmebelastung des Motors erhöht. Dabei wird vermutet, daß die Verbrennungshäufigkeit pro Zeiteinheit eine Rolle spielt. Wenn sich Explosionen dergleichen Stärke wiederholt entstehen, sind sie selbstverständlich um so schädlicher, je mehr die Anzahl der Wiederholung ist. Aber wenn starke Explosionen mit geringer Wiederholungsanzahl und schwache Explosionen mit großer Wiederholungsanzahl entstehen, ist es nicht klar, ob man die Schädlichkeit durch die Energiesumme allein beurteilen darf, denn Explosionen unter einer gewissen Grenze werden nicht schädlich sein, auch wenn sie unendlich oft wiederholt werden. Es ist berichtet worden, daß das mit Unterbrechung unregelmäßig entwickeltes Betriebsgeräusch besonders auffallend ist⁽⁶⁾. Bei hohen Drehzahlen werden Brennraumwandungen nur kurzzeitig dem Verbrennungsgas von hoher

* Eingegangen am 25. 7. 1968.

** Professor an der Technischen Fakultät der Universität Nagoya.

*** Assistenzprofessor an der Technischen Fakultät der Universität Nagoya, Nagoya.

**** Doktorand an der Technischen Fakultät der Universität Nagoya.

Temperatur und hohem Druck ausgesetzt, und die Beziehung zwischen der Wärmebelastung der Motorteile und der Wiederholungsanzahl der Verbrennung ist noch nicht geklärt. Aber man soll von der Energiemenge je Kreisprozeß ausgehen. Besonders bei den akustischen Fragen spielt diese Energiemenge eine Rolle.

Die Druckschwingungsamplitude wird durch die Energiemenge pro Volumeneinheit des Brennraumes, d.h. die Energiedichte ungefähr bestimmt, und sie wird jeweils mit der maximalen Amplitude und dem danachfolgenden Schwingungsverlauf mit Dämpfung gekennzeichnet. Die maximale Amplitude ist vom $\Delta p dp/dt$ -Wert abhängig, der wieder von der Volumenänderung des Brennraumes beeinflusst wird, wie es schon berichtet wurde⁽²⁾. Auch wenn der $\Delta p dp/dt$ -Wert trotz veränderlicher Drehzahl konstant gehalten wird, ist die Abnahme der Amplitude von der der Energiedichte abhängig, deren Verminderung durch die Volumenveränderung des Brennraumes hervorgerufen wird. Der ungünstige Einfluß der Maximalamplitude auf Schalleistung des Geräusches und Wärmebelastung wird deshalb mit zunehmender Drehzahl geringer, wenn man diese für eine gewisse Zeitspanne innerhalb eines Kreisprozesses betrachtet. Diese Faktoren können damit angenähert als etwa umgekehrt proportional der Drehzahl, d.h. $1/\Omega = 1/(d\theta/dt)$ proportional gedacht werden. Nach diesen Überlegungen ist der schädliche Einfluß der explosiven Verbrennung $\Delta p(dp/dt)/(d\theta/dt) = \Delta p(dp/d\theta)$ proportional. Weil aber Δp bei normalem Betrieb trotz veränderlichen Betriebszustandes in etwa gleicher Größenordnung bleibt, kann $dp/d\theta$ als Maßstab der Heftigkeit des Klopfens bzw. harten Gangs angenommen werden.

2. Theoretische Betrachtungen

2.1 Überblick über die Veränderung der Schwingungsamplitude

Zunächst wird es angenommen, daß die Druckschwingung infolge der augenblicklichen, explosiven Verbrennung des Kraftstoffes bei einer gleichmäßigen Gasdichte nach der Verbrennung verlaufe. Die Veränderung der Schwingungsamplitude wird in Abhängigkeit von der Veränderung des Brennraumvolumens, des Gasdruckes und der Temperatur betrachtet, wobei noch angenommen wird, daß der maximale Druck und die maximale Amplitude im oberen Totpunkt auftraten, und der Veränderungsverlauf von Druck und Amplitude wird stufenweise untersucht⁽⁷⁾. Beim Übergang von einer Stufe zur nächsten, d.h. von einem Zustand auf einen mit einem kleinen Zeitabstand darauffolgenden Zustand erleidet die Druckschwingung gewisse Verluste, die durch Zähigkeit des Gases, Wärmeleitung von den bei der

Schwingung zusammengedrückten Gasteilen zu den ausgedehnten Teilen, Wärmestrahlung und deren Reflexion an den Wandungen sowie gegebenenfalls Drosselung im Verbindungskanal zur Nebenkammer bedingt werden. Durch eine versuchsweise Berechnung wurde es klar, daß die Verminderung der Energiedichte überwiegend von der Veränderung des Brennraumvolumens, der Temperatur und des Druckes beeinflusst wird. Die anderen Faktoren haben kaum eine Wirkung auf die Energiedichte, wenn es sich um eine schnelle Zustandsänderung wie die Druckschwingung handelt. Als erste Annäherung können daher diese Verluste vernachlässigt werden. Die Energiesumme beim Höchstdruck bzw. bei der größten Schwingungsamplitude wird also während der Schwingung ungeändert beibehalten. Der Einfluß dieser Vernachlässigung kann durch geeignete Behandlung der Ergebnisse vermindert werden. Die Druckschwingung erfolgt als achsen- oder durchmessersymmetrische Schwingung im Brennraum, der hierbei als akustischer Resonanzkasten wirkt, oder aber bei den Nebenkammermotoren als Schwingung zwischen der Nebenkammer und dem Hauptbrennraum, die beiden Kammern wirken in diesem Fall als verbundene Resonanzkasten^{(4) (5)}. In dieser Arbeit wurde aber die Analyse der Fortpflanzung der akustischen Welle nicht durchgeführt, sondern bei der Auswertung der Versuchsergebnisse wurden nur die Ergebnisse der Frequenzanalyse (Bild 1) von Druckschwingungen berücksichtigt, die mittels eines an der Brennraumwand angebrachten Druckaufnehmers ermittelt wurden.

Zunächst wird die Kompression eines Gasteilchens entsprechend der akustischen Theorie in Betracht gezogen. Bezeichnet man dabei den statischen Druck und die statische Dichte des Gasteilchens mit p_0 bzw. ρ_0 , wenn es keine Schwingung ausübt, die dynamischen Werte bei Schwingung mit p bzw. ρ , und die Differenz zwischen den statischen Werten und den dynamischen mit δp bzw. $\delta \rho$, dann gilt:

$$p = p_0 + \delta p, \quad \rho = \rho_0 + \delta \rho. \quad (1)$$

Nimmt man als Verbrennungsgas ein halbideales Gas

Bild 1

und eine adiabatische Zustandsänderung bei der Schwingung an, ergibt sich:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma_0} \quad (2)$$

wobei $\gamma_0 = c_p/c_v$ mit $c_p = a_p + bT$ und $c_v = a_v + bT$, und die Veränderung des Isentropenexponenten γ_0 ist vernachlässigt. Da gewöhnlich $\delta p \ll p_0$ und $\delta \rho \ll \rho_0$, erhält man aus Gl. (1) und (2) folgende Beziehungen:

$$p = p_0 + \delta p = p_0 \left(1 + \frac{\delta \rho}{\rho_0} \right)^{\gamma_0} \approx p_0 \left(1 + \gamma_0 \frac{\delta \rho}{\rho_0} \right) \quad (3)$$

und daraus auch

$$\delta p = p_0 \gamma_0 \frac{\delta \rho}{\rho_0} \quad (4)$$

Wenn man die kinetische Energie und Potentialenergie eines Gasteilchens mit seinem Volumen V_0 im schwingenden Medium betrachtet⁽⁶⁾⁽¹⁰⁾, ist erstere

$$E_k = \frac{1}{2} \rho V_0 u^2 \approx \frac{1}{2} \rho_0 V_0 u^2 \quad (5)$$

mit Geschwindigkeit u des Gasteilchens. Nimmt das Volumen des Gasteilchens infolge der Druckerhöhung um δp ab, gilt für die gespeicherte Potentialenergie E_p :

$$E_p = \frac{\delta p \delta V}{2} = \frac{\delta p \delta \rho}{2 \rho_0} V_0 \quad (6)$$

Aus einer Gleichung über die akustische Impedanz ergibt sich noch

$$\frac{\delta p}{u} = \rho_0 c = \sqrt{\rho_0 p_0 \gamma_0} \quad (7)$$

mit Schallgeschwindigkeit c , und aus Gl. (4) und (7) erhält man die Gesamtenergie:

$$E = E_k + E_p = \rho_0 V_0 u^2 = \frac{(\delta p)^2 V_0}{p_0 \gamma_0} \quad (8)$$

Wenn man die Werte von p_0 , ρ_0 , V_0 und γ_0 in der Anfangsstufe mit p_s , ρ_s , V_s bzw. γ_s und in einer der darauffolgenden Stufen mit p_n , ρ_n , V_n bzw. γ_n bezeichnet, und wenn man eine unveränderliche Gesamtenergie annimmt, ergibt sich im Ausdehnungshub folgende Beziehung:

$$\frac{\delta p_n}{\delta p_s} = \frac{\delta p_n}{\delta p_{\max}} = \sqrt{\frac{p_n \gamma_n}{p_s \gamma_s} \frac{V_s}{V_n}} \quad (9)$$

Nimmt man außerdem an, daß die Veränderung von p_n , V_n und T_n polytropisch verlaufe, wird p_n folgendermaßen ausgedrückt:

$$p_n = p_s \left(\frac{V_s}{V_n} \right)^{\alpha n_0} e^{\beta \lambda (T_s - T_n)} \quad (10)$$

wobei $n_0 = a_p/a_v$, $\lambda = b/a_v$, und α und β sind Konstante, die aufgrund eines Indikatordiagrammes bestimmt werden sollen.

Bezeichnet man das Brennraumvolumen im oberen Totpunkt mit V_s , die Fläche des Kolbens mit F , den Kurbelhalbmesser mit r , die Winkelgeschwindigkeit der Kurbel mit Ω und das Verhältnis der Pleuellänge zum Kurbelhalbmesser mit h ,

erhält man

$$V_n = V_s + Fr \left\{ 1 - \cos \Omega t_n + \frac{h}{4} (1 - \cos 2 \Omega t_n) \right\} \quad (11)$$

und

$$T_n = \left(\frac{V_s}{V_n} \right)^{\alpha n_0 - 1} T_s e^{\beta \lambda (T_s - T_n)} \quad (12)$$

wobei der Ausgangspunkt der Zeit t_n im Zeitpunkt der maximalen Amplitude der Druckschwingung liegt. Setzt man $T_n \approx T_s - \xi \Delta T$, und wählt man ein geeignetes ΔT aus, kann man annäherungsweise einen Wert von T_n bekommen, so daß folgende Gleichung erfüllt wird:

$$\left| (T_s - \xi \Delta T) - \left(\frac{V_s}{V_n} \right)^{\alpha n_0 - 1} T_s e^{\beta \lambda (T_s - T_n)} \right| \leq \epsilon \quad (13)$$

Hierbei ist ξ eine ganze Zahl und ϵ eine beliebige Konstante. Hält man ΔT und ϵ klein, kann man eine gute Genauigkeit der Rechenergebnisse erhalten.

2.2 Einfluß des Zündzeitpunktes

Je später die Zündung erfolgt, um so schneller fällt die Energiedichte infolge der Volumenänderung ab. Bei Berechnung für diesen Fall benutzt man zweckmäßig statt Gl. (11) folgende Gleichung:

$$V_n = V_s + Fr \left[1 - \cos \Omega (t_n - \tau) + \frac{h}{4} \{ 1 - \cos 2 \Omega (t_n - \tau) \} \right] \quad (14)$$

Der Ausgangspunkt von t_n liegt auch hierbei im Zeitpunkt der größten Schwingungsamplitude, τ ist der Zeitabstand zwischen diesem Zeitpunkt und dem oberen Totpunkt und nimmt nach dem Totpunkt einen negativen Wert.

2.3 Ermittlung der spezifischen Wärmen vom Verbrennungsgas

Die spezifischen Wärmen des stöchiometrischen Verbrennungsgases sind in einem Temperaturbereich von 0 bis 2300°C:⁽³⁾

$$\left. \begin{aligned} c_p &= 6,786 + 0,00127T \\ c_v &= 4,800 + 0,00127T \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Wenn die Verbrennung bei Luftüberschuß erfolgt,

$$v_g + v_l = 1 \quad (16)$$

mit v_g als volumetrischem Anteil des reinen Verbrennungsgases und v_l als demjenigen der überschüssigen Luft. Die molekulare spezifische Wärme bei konstantem Druck wird:

$$c_p = (c_p)_f - v_l \{ (c_p)_f - (c_p)_l \} \quad (17)$$

mit Index f für Verbrennungsgas und l für Luft. Die molekularen spezifischen Wärmen der Luft sind bekannterweise folgendes:⁽³⁾

$$\left. \begin{aligned} c_p &= 6,786 + 0,00065T \\ c_v &= 4,800 + 0,00065T \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Aus Gl. (15), (17) und (18) werden die molekularen spezifischen Wärmen des Verbrennungsgases bei Verbrennung mit einer Luftüberschußzahl von 1,5 ermittelt:

$$\left. \begin{aligned} c_p &= 6,786 + 0,001\,06T \\ c_v &= 4,800 + 0,001\,06T \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

3. Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

Technische Daten des für die Versuche angewendeten Motors sind:

Bauart: Viertakt-Einzylinder-Vorkammerdieselmotor mit stehendem Zylinder

Hub $\times$ Bohrung: 170 $\times$ 120 mm

Maximalleistung: 13 PS bei 1 200 U/min

Kühlung: wassergekühlt.

Am Hauptbrennraum dieses Motors wurde ein Indikator-Druckaufnehmer nach Dehnmeßstreifen-System eingeschraubt, mit dem Drucksignale gewonnen wurden. Auf dem Bildschirm eines Synchroskops wurde das Drucksignal direkt angezeigt, während es andererseits auch nach dem Durchlaufen durch ein Bandpaßfilter mit schmalen Durchlaßbereich, in dem eine Frequenzanalyse erfolgte, ebenfalls auf dem Schirm angezeigt wurde. Die Abstimmsschärfe Q war dabei 30, sie wurde bei der Betrachtung der Amplitudenveränderung niedriger gewählt.

Das Anzeigesignal für den oberen Totpunkt wurde mit einer an der Kurbelwelle angebrachten Scheibe mit einem Schlitz und einem photoelektrischen Signalgenerator erhalten. Das Betriebsgeräusch wurde mit einem Mikrophon aufgenommen und wie beim Drucksignal durch ein Bandpaßfilter auf dem Schirm angezeigt. Der Versuchsaufbau für diese Experimente ist in Bild 2 dargestellt.

Beim Motorbetrieb wurde die Kühlwassertempe-

Bild 2

ratur niedrig gehalten und die Kraftstoffeinspritzung ziemlich früh gemacht, damit durch klopfartigen Betrieb hoher Druckanstieg auftrat. Um die Maximalamplitude bei möglichst gleichem Kurbelwinkel zu erhalten, hat man für 600, 800 und 1 000 U/min Einspritzzeitpunkt wie 8, 11 bzw. 14° oder 11, 14 bzw. 17° vor dem Totpunkt gewählt. Für die Untersuchung der Einflüsse des Zündzeitpunktes wurden Experimente mit je nach der Drehzahl geändertem Einspritzzeitpunkt von 21° v.o.T. bis 1° n.o.T. durchgeführt. Aufgrund der in Bild 1 gezeigten Ergebnisse der Frequenzanalyse wurde der Bereich der Abstimmfrequenz des Bandpaßfilters zwischen 2 000 und 3 200 Hz gewählt. Weil die auf diese Weise gewonnenen Ergebnisse allerdings noch Abweichungen voneinander aufwiesen, wurden sie je nach der Maximalamplitude in Klassen eingeteilt (Bild 3), und für jede Drehzahl Daten mit ziemlich großer Druckamplitude, die bei gleichem Kurbelwinkel auftrat, ausgewählt. Für die Auswertung wurden mindestens 30 Daten verwendet⁽²⁾.

4. Versuchs- und Analysenergebnisse und Überlegungen

4.1 Über die Amplitudenveränderung

Bild 4 zeigt Beispiele von aufgenommenen

Bereich der Maximalamplitude bezogen auf die allergrößte Amplitude %

Bild 3

Bild 4 Beispiele von aufgenommenen Diagrammen

Signalen, wobei p den Druck und p_f das Filter-Ausgangssignal bedeutet. Bei 600 und 1000 U/min sind Δp und $p_{\max}$ fast gleich groß, trotzdem klingt die Schwingung bei 1000 U/min schneller ab, was aus dem Bild leicht ersichtlich ist. Zum Vergleich ist ein Schwingungsbeispiel bei nicht klopfender Verbrennung im Bild gezeigt.

Bild 5 stellt Verläufe der Amplitudenveränderung bei Druckschwingung nach theoretischen Berechnungen dar, während in Bildern 6 bis 9 Beispiele von durchschnittlichen Druckamplitudenveränderungen zusammengestellt sind, deren jeder Punkt aus 30 bis 40 bei gleicher Betriebsbedingung auf-

Bild 5

Bild 6

Bild 7

genommenen Daten, die die im vorhergehenden Abschnitt erwähnten Bedingungen erfüllten, berechnet wurde. Als Ordinate wurde dimensionsloser Druck gewählt, damit die Daten von verschiedenen Drehzahlen leicht verglichen werden konnten. Die Abszisse bezieht sich auf t_s , bei dem die Amplitude bei der höchsten Drehzahl (hier 1000 U/min), d.h. bei schnellster Amplitudenabnahme auf 1/10 der zugehörigen maximalen Amplitude abgenommen hat. Die Werte von t_s sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Bei $t/t_s > 0,5$ gibt es theoretisch zwischen der Amplitude bei 400 U/min und derjenigen bei 1000 U/min einen Unterschied von 45% der Maximalamplitude (Bild 5). In den experimentellen Ergebnissen bei $t/t_s > 0,5$ beträgt der Unterschied zwischen den Meßwerten bei 2200 Hz und 2300 Hz etwa 35% der Maximalamplitude, und bei Experimenten für $t/t_s = 0,3$ bis 0,6 beträgt er zwischen den Werten bei 2800 Hz und 3000 Hz etwa 60%.

Die Meßergebnisse zeigen, daß die Schwingung um so schneller abklingt, je höher die Drehzahl ist, was mit der theoretisch ermittelten Schwingungstendenz übereinstimmt. Bei 2300 U/min und $t/t_s <$

Bild 8

Bild 9

Tabelle 1

f Hz	2100	2200	2300	2800	3000
t_s msec	8,4	5,9	5,3	3,2	3,2

0,4 ist ein unregelmäßiger Einfluß der Drehzahl zu finden, was wahrscheinlich darauf beruht, daß hierbei durch eine lokale Wärmezeugung die Druckveränderung etwas anders verläuft als rein polytropisch, und daß die Drehzahl darauf fast keinen Einfluß hat. Man verwendet $\overline{\delta p_n^2}$ als Faktor, der annäherungsweise auf den schädlichen Einfluß auf die Wärmebelastung und die Geräuschenergie hinweist. Der zeitliche mittlere Wert $\overline{\delta p_n^2}$ von δp_n^2 für eine Zeitdauer bis $t/t_s=1$ wurde durch den Quadratwert $\overline{\delta p_{max}^2}$ der Maximalamplitude δp_{max} dividiert, damit eine dimensionale Größe erhalten wurde. Diese ist in Bild 10 gezeigt, aus dem ersichtlich ist, daß sie bei 600, 800 und 1000 U/min theoretisch auf 76, 61 bzw. 51% des Wertes bei 400 U/min abnimmt und experimentell auf 80, 65 bzw. 52%, was auf eine gute Annäherung der Theorie deutet.

4.2 Einflüsse des Zündzeitpunktes

Bild 11 zeigt Ergebnisse von theoretischen Berechnungen. Dem Bild ist zu entnehmen, daß der Einfluß des Zündzeitpunktes im Kurbelwinkelbereich zwischen 4° v.o.T. und 4° n.o.T. am größten ist, d.h. die Neigung der Kurve ist dort am steilsten. $\overline{\delta p_n^2}/\overline{\delta p_{max}^2}$ wird bei 4° v.o.T. etwa 18 bis 20% größer als im o.T., und bei 4° n.o.T. etwa 14 bis 15% kleiner. Unterschiede zwischen den einzelnen

Drehzahlen werden um so größer, je früher der Zylinderinhalt gezündet wird. Wenn δp_{max} 4° v.o.T. erscheint, beträgt $\overline{\delta p_n^2}/\overline{\delta p_{max}^2}$ bei 800 und 1000 U/min 80,0% bzw. 66,5% seines Wertes bei 600 U/min, bei im o.T. auftretendem δp_{max} jeweils 80,1 bzw. 66,9%, und wenn δp_{max} 4° n.o.T. auftritt, beträgt es 80,4 bzw. 67,6%.

Bilder 12 und 13 zeigen Beispiele der Meßergebnisse, die bei verschiedenen Zündzeitpunkten (zwischen 21° v.o.T. und 1° n.o.T.) ermittelt wurden. $\overline{\delta p_n^2}/\overline{\delta p_{max}^2}$ wird um so größer, je früher die Zündung erfolgt, abgesehen von wenigen Ausnahmen bei 1000 U/min. Auch Unterschiede zwischen den einzelnen Drehzahlen haben eine ähnliche Neigung.

Wenn man die Meßwerte von $\overline{\delta p_n^2}/\overline{\delta p_{max}^2}$ mit den theoretischen Werten vergleicht, beträgt der Unterschied in Bild 12 maximal 10% bei 600 U/min, 18% bei 800 U/min und 24% bei 1000 U/min, und in Bild 13 ist er jeweils 18, 35 bzw. 44%.

Bei den Experimenten, bei denen der Zündzeitpunkt geändert wurde, wurde der Verbrennungszustand bei extremen Fällen etwas anders, und damit auch der Wert von δp_{max} . Deshalb war es schwierig, die gleichen δp_{max} -Werte unabhängig von dem Zündzeitpunkt zu erhalten. Deswegen wurde der Klassenbereich bei der Klassifizierung der Meßwerte verhältnismäßig breit gewählt, was allerdings einen

Vergleich der Daten bei genau gleichem $\delta p_{\max}$ unmöglich machte. Besonders bei höheren Drehzahlen beeinflusst der Zündzeitpunkt den Verbrennungszustand stark, und dadurch wird die Höhe des steilen Druckanstieges Δp vor dem Totpunkt besonders groß. Auch $\delta p_{\max}$ im Ausgangssignal des Filters wird in diesem Fall groß, und der Schwingungsverlauf ist etwas anders als bei Zündung im o.T. Es kann vermutet werden, daß bei 1000 U/min zum Erhalten von $\delta p_{\max}$ früher als im Totpunkt ein extrem früher Zündzeitpunkt notwendig ist, und dadurch die auf einmal zu verbrennende Brennstoffmenge sehr groß wird. In diesem Fall ist auch die Schwingungsenergiemenge groß, und die schädliche Stoßkraft wird daher stark. Aber beim vorher gezeigten dimensionslosen Vergleich ist die Tendenz ähnlich wie bei späterer Zündung. Aber im niedrigen Drehzahlbereich, in dem die Annahme eines ungefähr konstanten Verbrennungszustandes erfüllt wird, stimmt die Kurve für 600 U/min in Bildern 12 und 13 mit der theoretischen Tendenz angenähert überein, obwohl erstere etwas flacher verläuft. Weil man hier gemäß der in Abschnitt 2 angestellten Voraussetzung eine Berechnung durchgeführt hat, um nur die Volumenänderung während der Verbrennung zu berücksichtigen, gibt es zwischen den experimentell festgestellten Daten und den theoretischen Werten einen gewissen Unterschied. Aber zwischen den einzelnen Drehzahlen ist eine deutliche Differenz der Meßwerte zu erkennen. Bei jedem $\delta p_{\max}$ nimmt $\overline{\delta p_n^2}/\delta p_{\max}^2$ mit abnehmender Drehzahl zu.

5. Überlegungen über die Bedeutung des Druckanstieges je Kurbelwinkel

Bezeichnet man einen Faktor, der die Stärke des Verbrennungsgeräusches und des Stosses im Triebwerk zeigt, mit η , wird er von δp_n weitgehend beeinflusst. In Bild 14 ist ein Beispiel dargestellt, wobei S_f das Geräuschsignal ist, das mit einem Mikrophon aufgenommen wurde wie in Bild 2. Daher

$$\eta = f(\delta p_n), \dots \dots \dots (20)$$

während aus Gl. (9) und (10)

$$\delta p_n = c \delta p_s \frac{\gamma_n^{1/2}}{V_n^{(\alpha n_0 + 1)/2}} e^{-\beta \lambda T_n/2}, \dots \dots \dots (21)$$

wobei

$$c = \frac{V_s^{(\alpha n_0 + 1)/2}}{\gamma_s^{1/2}} e^{\beta \lambda T_s/2}.$$

δp_s ist von der Anfangsverbrennungsgeschwindigkeit und der Brennstoffmenge, die zu Beginn der Verbrennung auf einmal verbrennt, abhängig. Es ist um so größer, je schneller und mehr Brennstoff auf einmal verbrennt. Ein Beispiel zeigt Bild 15, in dem Δp_i den Drucksteigerungsbetrag bei Zündung auf den einzelnen Indikator diagrammen bedeutet, und $\Delta p_{\max}$ ist der größte von ihnen. Diesen beiden entsprechen Filterausgangsspannungen $(p_{f\max})_i$ und $(p_{f\max})_{\max}$, die δp_s entsprechen. Berücksichtigt man auch dp/dt , erhält man als Ergebnis

$$\delta p_s \sim \Delta p(dp/dt), \dots \dots \dots (22)$$

Bei normalen Betriebsbedingungen wird Δp ungefähr konstant gehalten, während es bei Konstanthaltung des Einspritzzeitpunktes und der Einspritzmenge je nach der Drehzahl veränderlich ist. Bild 16 zeigt ein Beispiel. Eingehendes und die Beziehung zu dp/dt werden hier nicht behandelt, weil sie in einem früheren Bericht⁽²⁾ beschrieben worden sind. Bei konstantem dp/dt nimmt T_n mit zunehmendem V_n ab. Beide hängen von dem bis zu

Bild 15 Beziehung zwischen Δp und p_f

Bild 14

diesem Zeitpunkt zurückgelegten Kurbelwinkel, d.h. der Drehgeschwindigkeit ab. In der hierbei in Betracht gezogenen Zeitspanne beträgt das Verhältnis von $e^{-\beta\lambda T_n/2}$ bei 800 und 1000 U/min zu dem bei 600 U/min jeweils 0,995 bzw. 0,991. Auch $\gamma_n^{1/2}$ verändert sich mit T_n , jedoch innerhalb eines engen Bereichs von 1,003 bis 1,006. $V_n^{(\alpha n_0+1)/2}$ verändert sich dagegen in einem verhältnismäßig weiten Bereich von 1,812 bis 2,819, was seine Wirkung andeutet. $(\alpha n_0+1)/2$ beträgt 1,115 und

$$\gamma_n^{1/2} e^{-\beta\lambda T_n/2} / V_n^{(\alpha n_0+1)/2}$$

kann in einem engen Kurbelwinkelbereich wie in diesem Fall als umgekehrt proportional der Drehzahl gedacht werden, d.h.:

$$\frac{\gamma_n^{1/2}}{V_n^{(\alpha n_0+1)/2}} e^{-\beta\lambda T_n/2} \sim \frac{1}{d\theta/dt}, \dots (23)$$

daher

$$\eta = f(\delta p_n) \sim \frac{\Delta p (dp/dt)}{d\theta/dt} \sim \Delta p \frac{dp}{d\theta} \approx K \frac{dp}{d\theta}, \dots (24)$$

wobei K eine Konstante ist. Streng genommen können auch Δp und dp/dt von der Volumenveränderung abhängig sein. Deswegen ist als zusammenfassender Beurteilungsfaktor für das Klopfen oder den klopfenähnlichen Betrieb durchschnittliches $dp/d\theta$ günstig, das aus dem Drucksteigerung durch Dividieren durch die zugehörige Drucksteigerungszeitdauer ermittelt wird.

6. Zusammenfassung

Aus den oben beschriebenen theoretischen Bere-

Bild 16

chnungen unter Berücksichtigung der Abnahme der Energiedichte und aus den durchgeführten Experimenten kann man folgendermaßen zusammenfassen:

(1) Die Amplitude der im Brennraum bei Klopfen oder hartem Gang auftretenden Druckschwingung nimmt um so schneller ab, je höher die Motordrehzahl ist.

(2) Der zeitliche Mittelwert der quadrierten Schwingungsamplitude $\overline{\delta p_n^2}$ nimmt bei 600, 800 und 1000 U/min auf 75 bis 80%, 60 bis 65% bzw. 50 bis 52% bezogen auf die Werte bei 400 U/min ab.

(3) Je früher die Zündung eintritt, um so größer wird $\overline{\delta p_n^2}$. Der Einfluß des Zündzeitpunktes ist in der Nähe des oberen Totpunktes am deutlichsten. $\overline{\delta p_n^2}$ ist bei Zündung bei 4° v.o.T. um 18 bis 20% größer als bei Zündung im Totpunkt und bei Zündung bei 4° n.o.T. um 14 bis 15% kleiner. Die Differenz zwischen den einzelnen Drehzahlen wird mit früher werdendem Zündzeitpunkt größer.

(4) Die oben gezeigten Verhältnisse weist darauf hin, daß die Volumenveränderung auf die Druckschwingung im Brennraum maßgebliche Einflüsse hat. Deswegen ist als Beurteilungsfaktor für das Klopfen oder einen ähnlichen Betriebszustand der Druckanstieg je Kurbelwinkel $dp/d\theta$ besser geeignet als dp/dt .

Schrifttum

- (1) F. Nagao et al.: *Trans. SAE Japan*, No. 8 (1961), p. 10.
- (2) K. Terada et al.: *Mem. Fac. Eng. Nagoya Univ.*, Vol. 19, No. 1 (1967), p. 118.
- (3) A. Kobayashi: *Technische Thermodynamik*, Bd. 1, (1958), S. 115.
- (4) F. Nagao et al.: *Bulletin of JSME*, Vol. 6, No. 24 (1963), p. 763.
- (5) F. Nagao et al.: *ibid*, p. 770.
- (6) T. Ito: *Prinzipien der Akustik*, (1967), S. 161, Corona-Sha.
- (7) A. E. W. Austen and W. T. Lyn: *SAE Trans.*, Vol. 70 (1962), p. 526.
- (8) J. Andon and C. Marks: *SAE Trans.*, Vol. 72 (1964), p. 636.
- (9) E. Fiala und H. P. Willumeit: *MTZ*, Jg. 28 Nr. 4 (1967), S. 144.
- (10) I. Saito und R. Takeuchi: *Einführung in die Akustik*, (1966), S. 31, Ohm-Sha.