

are known. MELAMED¹⁰ and POOLE and ITZEL¹¹ have presented experimental evidence supporting the validity of the MELAMED treatment.

Figure 1 shows a comparison between the KUBELKA-MUNK and the MELAMED curves for $n = 1.1, 2.0$ and 4.0 , and the agreement obtained between the curves is remarkable considering the great disparity in the mathematical formulations of the two theories. In order to juxtapose the curves on Fig. 1, the values $K = 2.7, 6.5$ and 16.5 respectively were selected for the three MELAMED curves, and $K = 1$ was used for the KUBELKA-MUNK function.

The MELAMED curves shift with a change in index of refraction, as shown elsewhere¹⁰. The values of K

required to make the KUBELKA-MUNK and MELAMED curves coincident at $R = 0.5$ are shown in Fig. 2 as a function of the index of refraction, and they allow the KUBELKA-MUNK equation to be used for obtaining approximate extinction coefficients if n is not too high. It is merely necessary to employ the proper value of K in Eq. (2). However, it is always preferable to use the MELAMED curves directly for both high and low n . Details of the manner in which the MELAMED curves deviate from the KUBELKA-MUNK curve may be obtained from references¹⁰ and ¹¹. The deviations became very great for low reflectivity values when $n > 2$.

The author wishes to thank Dr. MELAMED for supplying a preprint of his work prior to publication.

Reflexion von Mikrowellen an schwachen Luftstoßwellen

Von B. KOCH¹

Deutsch-Französisches Forschungsinstitut
Saint-Louis (Ht. Rhin), Frankreich

(Z. Naturforschg. 19 a, 395—396 [1964]; eingegangen am 3. Februar 1964)

Mit Hilfe eines aus genormtem Rechteck-Hohlleiterprofil (Innenmaße $\sim 10 \times 23 \text{ mm}^2$) aufgebauten Stoßwellenrohres wurde die Reflexion von Mikrowellenstrahlung ($\lambda = 3,2 \text{ cm}$) an der Front schwacher, nicht ionisierter Luftstoßwellen gemessen. Die experimentelle Anordnung ergibt sich aus Abb. 1: An einem Ende der insgesamt etwa 6 m langen Rohrleitung befand sich eine von dieser durch eine Kunststoffmembran getrennte Druckkammer, deren Innendruck allmählich bis zum

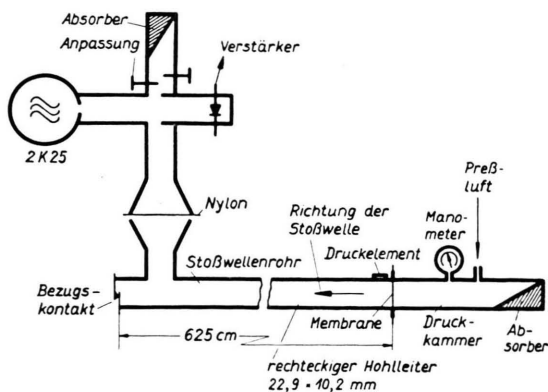


Abb. 1. Schema der Versuchsanordnung.

Zerreißen der Membran gesteigert wurde. Der Enddruck (= Anfangsdruck der Stoßwelle) konnte durch Wahl verschieden starker Membrane zwischen etwa 3 und 10 atü verändert werden, in der Meßstrecke selbst

herrschte Atmosphärendruck. Die Einspeisung der Mikrowellenenergie erfolgte am anderen Rohrende durch ein T-Stück aus einer zwecks Ausschaltung akustischer Störeffekte vom Stoßrohr mechanisch getrennten Mikrowellen-Phasenmeßbrücke bekannter Bauart². Zwecks möglicher Verringerung des Stehwellenverhältnisses wurde in der Druckkammer ein graphitierter Absorptionskeil angeordnet. Als Folge der Überlagerung des in den Detektorarm der Differentialverzweigung eingekoppelten Teiles der Senderenergie mit dem an der Stoßwellenfront reflektierten Bruchteil $|R|$ der in die Meßstrecke einlaufenden Welle ergibt sich bekanntlich³ am Ausgang des Nachweisdetektors eine Wechselspannung mit der Schwebungsfrequenz

$$f_D = 2V/\lambda, \quad (1)$$

wobei

$$\lambda = \lambda / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$$

und a die breitere Seite des Hohlleiters bezeichnen. Im vorliegenden Fall betrug $\lambda = 4,55 \text{ cm}$. Zwischen dem Betrag des Reflexionskoeffizienten R und dem durch den Dichtesprung $\Delta \rho$ in der Stoßwellenfront bedingten Sprung des Brechungsindex $\Delta n = n - 1$ besteht die Beziehung

$$|R| = \left(\frac{\Delta n}{\Delta n + 2} \right)^2 \quad \text{bzw.} \quad \Delta n \approx 2\sqrt{R}. \quad (2)$$

Auslösung und Helltastung des Registrieroszillographen erfolgte durch ein am Ort der Membran außen auf das Rohr aufgebrachtes Druckelement (BaTi-Kondensator); als Zeitbezugspunkt wurde der durch Zerreißen einer Kontaktfolie markierte Austritt der Stoßwelle aus dem offenen Rohrende verwendet. Abb. 2 enthält einige Registrierbeispiele, aus denen insbesondere die trotz stärkerer Amplitudenschwankungen oder Unterbrechungen ausreichende Definition der DOPPLER-Schwebung nach (1) ersichtlich wird (Zeitmarke 10^{-4} s).

Abb. 3 enthält die Meßergebnisse für insgesamt acht Registrierungen, von denen je zwei bei nahezu gleichem Anfangsdruck durchgeführt wurden. Die sich ergeben-

¹ Vorgetragen auf der 22. Tagung des Verbandes Deutscher Physikalischer Gesellschaften am 27. 9. 1957 in Heidelberg (Phys. Verh. 8, 191 [1957]). Aus äußeren Gründen erfolgt

diese Veröffentlichung stark verzögert. Die hier mitgeteilten Ergebnisse entsprechen dem seinerzeit vorgetragenen Stand.

² Vgl. z. B.: B. KOCH, Erg. exakt. Naturw. 24, 254 [1951].

³ B. KOCH, Onde électrique 32, 357 [1952].



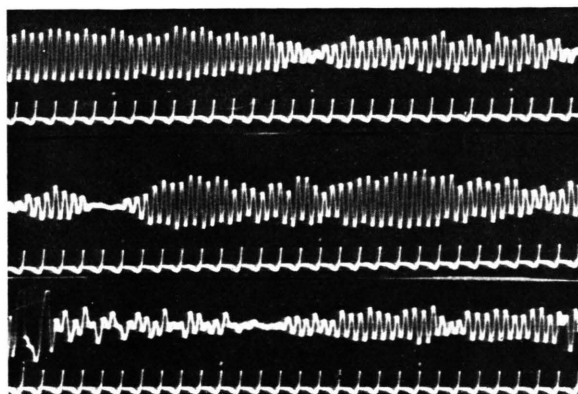


Abb. 2. Registrierbeispiele.

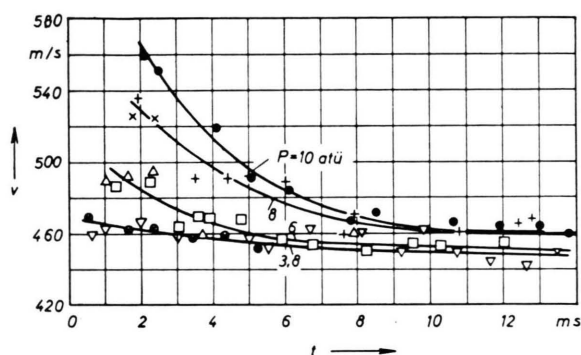


Abb. 3. Meßergebnisse für verschiedene Membranplatzdrucke p . den Geschwindigkeits-Kurven stehen in guter Übereinstimmung mit der aus dem Zeitintervall zwischen Registrierbeginn (d. h. Platzen der Membran) und Ankunft am Rohrende folgenden mittleren Geschwindigkeit. Infolge des kleinen Rohrquerschnitts findet bei allen Versuchen eine schnelle Abnahme der Geschwindigkeit

keit auf einen vom Anfangsdruck nur noch wenig abhängenden Endwert zwischen etwa 450 und 470 m/s statt. Die dem Meßsignal überlagerten Amplitudenschwankungen und Verzerrungen sind zweifelsohne auf die der „durchsichtigen“ Stoßwellenfront nachfolgende verwirbelte Mediengrenze oder Membransplitter zurückzuführen. Infolge dieser Unregelmäßigkeit ist ein quantitativer Vergleich mit den Daten der Stoßwellenfront, wie sie aus der HUGONOT-Gleichung folgen (Druck, Temperatur, Dichte), noch nicht möglich; es läßt sich vorläufig nur eine mittlere Größenordnung des Reflexionskoeffizienten ermitteln. Dazu wurde das Austrittsende des Rohres über einen geeichten Abschwächer mit einem Kurzschlußschieber ($|R|=1$) abgeschlossen und bei verschiedener Dämpfung der maximale und minimale Richtstrom des in Serie mit dem Ohmschen Eingangswiderstand des Meßverstärkers liegenden Nachweisdetektors gemessen, der sich bei zwei um $\Delta/4$ verschiedenen Stellungen des Kurzschlußschiebers ergab. Durch Umrechnung auf die Eingangsspannung des geeichten Meßverstärkers erhält man auf diese Weise eine Eichkurve für die Spitzenwerte der registrierten Signalwechselspannung als Funktion des Reflexionskoeffizienten. Im Mittel ergaben sich so bei Anfangsdrücken von 6 atü Reflexionskoeffizienten der Größenordnung 10^{-5} , einem eben noch erkennbaren DOPPLER-Signal entsprachen Werte der Größenordnung 10^{-6} , während die bei $p \approx 10$ atü auftretenden Maximal-Amplituden einem R -Wert $\approx 10^{-4}$ zuzuordnen sind. Gemäß (2) entsprechen diesem Bereich von $R = 10^{-6}$ bis 10^{-4} DK-Sprünge $\Delta n \approx 2 \cdot 10^{-3}$ bis $2 \cdot 10^{-2}$.

Diese Werte des Mikrowellen-Reflexionskoeffizienten liegen in der gleichen Größenordnung wie das von GREENE, COWAN und HORNIG gemessene optische Reflexionsvermögen schwacher Stoßwellen⁴.

⁴ G. R. COWAN u. D. F. HORNIG, J. Chem. Phys. **18**, 1008 [1950]. — E. F. GREENE, G. R. COWAN u. D. F. HORNIG, J. Chem. Phys. **19**, 427 [1951]; **21**, 617 [1953].

Mikrowellen-Untersuchungen an Gasedetonations-Plasmen *

Von B. KOCH, H. FREIWALD und H. W. KOCH

Deutsch-Französisches Forschungsinstitut
St.-Louis (Ht. Rhin), Frankreich

(Z. Naturforschg. **19** a, 396—398 [1964]; eingegangen am 3. Februar 1964)

Bereits vor längerer Zeit wurde gezeigt, daß die hochionisierte Front einer sich in einem festen Sprengstoff ausbreitenden Detonationswelle ein hohes Reflexionsvermögen für aus dem noch nicht detonierten Material her auffallende Mikrowellen besitzt^{1, 2}. Außer der Geschwindigkeit läßt sich auf Grund der aus der

Plasmaphysik her bekannten Beziehungen zwischen Reflexions- bzw. Absorptionsvermögen und Konzentration freier Ladungsträger auf diese Weise aus der beobachteten Rückstrahlintensität bzw. Durchlässigkeit unter gewissen Annahmen zumindest die Größenordnung der in dieser Grenzschicht vorhandenen Elektrendichte bestimmen.

Die Rückstreuung an der ionisierten Grenzschicht wurde bereits in den früheren Untersuchungen in der Form nachgewiesen, daß die an der Front reflektierte Strahlung mit der ausgesandten Welle in einer Phasenbrücke kohärent überlagert und die sich hierbei als Folge der mit Detonationsgeschwindigkeit V veränderlichen Phasenlage zwischen beiden Wellen ergebende

* Vorgetragen auf der Physikertagung Hamburg am 10. 9. 1963.

¹ B. KOCH, C. R. Acad. Sci., Paris **236**, 661 [1953].

² G. F. CAWSEY, J. L. FARRANDS u. S. THOMAS, Proc. Roy. Soc., Lond. A **248**, 499 [1958].