

Zur Darstellung starker Stoßfronten durch Homologie-Lösungen

Von F. MEYER

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforsch. **10a**, 693—697 [1955]; eingegangen am 25. Juli 1955)

Starke, ebene, instationäre Stoßwellen, welche in ein ruhendes Gas hineinlaufen, werden in der Umgebung der Front mit Homologie-Lösungen verglichen und die beobachtete Tendenz allgemeinerer Lösungen, einer bestimmten Homologie-Lösung ähnlich zu werden, analytisch untersucht.

1. Übersicht

Die Arbeit steht im Rahmen der zugrunde liegenden Darstellung von v. Weizsäcker¹. Dort wurden die Homologie-Lösungen für das Problem starker, instationärer Stoßwellen entwickelt und gezeigt, wie sie zur Darstellung wirklicher Stoßwellen benutzt werden können. In der Arbeit von Hain und v. Hoerner² wurde das Problem durch ein numerisches Verfahren behandelt und gezeigt, daß verschiedene Anfangsverteilungen sich mit der Zeit ein und derselben Homologie-Lösung angleichen. In einer weiteren Arbeit von Häfele³ wird diese Lösung mit dem Parameterwert $k_0 = 0,389 \dots$ als singuläre Lösung unter den Homologie-Lösungen bestimmt, welche als einzige von ihnen überall im Endlichen regulär bleibt. In dem vorliegenden Beitrag wird analytisch die Darstellung allgemeinerer Lösungen durch Homologie-Lösungen und die Tendenz zur Annäherung an die singuläre Lösung untersucht.

Dazu werden vorgegebene Anfangsverteilungen durch Reihenentwicklungen von der Front aus dargestellt. Die gleiche Entwicklung wird für die Homologie-Lösungen durchgeführt und durch Wahl verfügbarer Konstanten eine Übereinstimmung beider Reihen in den ersten drei Koeffizienten erreicht. In höheren Ordnungen treten Abweichungen auf. Deren zeitliche Veränderung wird untersucht. Es zeigt sich, daß diese anwachsen oder abnehmen je nach dem Zahlenwert des Parameters k der annähernden Homologie-Lösung. Im Bereich der Stabilität wird die Anfangsverteilung dieser ähnlicher. Wegen einer prinzipiellen Beschränkung gestattet die Methode

nicht, die Änderungen des jeweils höchsten in der Rechnung auftretenden Entwicklungskoeffizienten zu bestimmen. Man betrachtet ihn als festen Parameter. Welche Homologie-Lösung sich einstellt, hängt von seinem Wert ab. Diese Abhängigkeit ist jedoch im Bereich um $k = 0,39$ relativ gering. Unter der zusätzlichen Annahme nicht zu großer Werte jenes Parameters stellt sich unabhängig von dessen zeitlichem Verlauf an der Front eine Homologie-Lösung mit $k \approx 0,39$ ein. Im Rahmen der verwandten Näherung erhält man Aufschluß darüber, wie allgemeinere Anfangsverteilungen einer Homologie-Lösung ähnlich werden.

2. Homologie-Lösungen

In der Arbeit von v. Weizsäcker¹, deren Formeln hier mit dem Zusatz W zitiert werden, wurden die Homologie-Lösungen für starke instationäre Stöße in folgender Form angesetzt:

$$\xi = x t^{k-1}, \quad (\text{W } 9)$$

$$\varrho = \varrho(\xi), \quad u = t^{-k} \varphi(\xi), \quad p = t^{-2k} \psi(\xi). \quad (\text{W } 12)$$

Als Lösungen der gasdynamischen Gln. (W 1) befriedigen sie das gewöhnliche Differentialgleichungssystem (W 17). Die an der Front geltenden Randbedingungen werden durch die normierten Anfangsbedingungen für $\xi = \xi_F$

$$\varrho(\xi_F) = 1, \quad \varphi(\xi_F) = 1, \quad \psi(\xi_F) = 1/3, \quad \xi_F = 4/3(1-k) \quad (\text{W } 15)$$

erfüllt. Dabei ist $c_p/c_v = 5/3$ gesetzt.

Für $k \rightarrow 1$ gibt es noch den logarithmischen Ansatz (W 18) und (W 19). Der Grenzfall $k \rightarrow \infty$ führt auf den exponentiellen Ansatz

$$\varrho = \varrho(\xi), \quad u = e^{-t} \varphi(\xi), \quad p = e^{-2t} \psi(\xi), \quad \xi = x e^t.$$

Einsetzen in die Grundgleichungen liefert ein entsprechend geändertes Gleichungssystem (W 17). Behält man die Normierung von (W 15) bei, so ist ξ_F in $\xi_F = -4/3$ abzuändern.

¹ C. F. v. Weizsäcker, Z. Naturforsch. **9a**, 269 [1954].
² K. Hain u. S. v. Hoerner, Z. Naturforsch. **9a**, 993 [1954].

³ W. Häfele, Z. Naturforsch., in Vorbereitung.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Zum Vergleich mit wirklichen Stoßwellen geht man von der normierten Form der Lösungen (W 12) zu ihrer dimensionsbehafteten Gestalt über. Dazu dienen die Skalentransformationen (W 7), deren Bezeichnung hier wegen einer anderen Verwendung griechischer Buchstaben abgeändert werde in

$$x = l \bar{x}, \quad t = z \bar{t}, \quad \varrho = d \bar{\varrho}. \quad (\text{W } 7)$$

Der Maßstabsfaktor der Dichte ist durch die Randbedingung (W 3b) mit der Ruhedichte ϱ_R vor der Front festgelegt zu

$$d = 4 \varrho_R.$$

Führt man die Transformationsvorschrift

$$u = l z^{-1} \bar{u}, \quad p = l^2 z^{-2} d \bar{p} \quad (\text{W } 8)$$

aus, so treten als Eigenschaft der Homologie-Lösungen die Skalenfaktoren l und z nur in der (W 9) entsprechenden Kombination

$$b = l z^{k-1}$$

auf. Die Willkür in der Wahl des Koordinaten-Nullpunktes wird durch Einführen der additiven Konstanten x^* und t^* berücksichtigt. Man erhält die Homologie-Lösungen in der nichtnormierten Form

$$\begin{aligned} \varrho(x, t) &= 4 \varrho_R \varrho(\xi), \quad u(x, t) = b(t - t^*)^{-k} \varphi(\xi), \\ p(x, t) &= 4 \varrho_R b^2 (t - t^*)^{-2k} \psi(\xi). \end{aligned} \quad (1)$$

$$\xi = (x - x^*) (t - t^*)^{k-1}/b. \quad (2)$$

3. Anpassung

Eine gegebene Lösung des Stoßproblems sei durch ihre Reihenentwicklung zur Zeit t_0 nach Potenzen des Abstandes vom Frontpunkt x_0 dargestellt. Für die Geschwindigkeit gilt

$$\begin{aligned} u(x, t_0) &= u_0 + (u_x)_0 (x - x_0) \\ &\quad + (u_{xx})_0 (x - x_0)^2/2 + \dots . \end{aligned}$$

Es soll eine Homologie-Lösung bestimmt werden, deren analoge Entwicklung mit dieser bis zu möglichst hoher Ordnung übereinstimmt. Die Forderung, x_0, t_0 solle Frontpunkt sein, legt b fest nach (W 15) und (2)

$$b = (x_0 - x^*) (t_0 - t^*)^{k-1}/\xi_F. \quad (3)$$

Die drei noch verfügbaren Konstanten der Homologie-Lösungen, x^* , t^* und k , lassen eine Übereinstimmung in den Werten von u , u_x und u_{xx} erreichen. Rechnet man den Wert an der Front der Ableitungen

für die Homologie-Funktion φ aus, so erhält man als Formeln der Anpassung

$$1/k = 13/5 + (9/10) (u_{xx} u/u_x^2)_0, \quad (4a)$$

$$\left. \begin{aligned} t_0 - t^* &= (9 k/4) \cdot 1/(u_x)_0, \\ x_0 - x^* &= (3 k/(1-k)) (u/u_x)_0. \end{aligned} \right\} \quad (4b)$$

Die erste dimensionslose Bildung aus den gegebenen Ableitungen,

$$\alpha = (u_{xx} u/u_x^2)_0,$$

sondert also aus der einparametrischen Schar der Homologie-Lösungen eine heraus. Die Lage des Punktes x_0, t_0 in deren x, t -Diagramm wird durch die Zeit $1/(u_x)_0$ und die Länge $(u/u_x)_0$ bestimmt.

Analoge Entwicklungen kann man für Dichte und Druck aufstellen. Mit Hilfe der Differentialgleichungen und der Randbedingungen lassen sich jedoch deren Ableitungen durch diejenigen gleichhohen und niedrigeren Grades von u ausdrücken. Daher nähert dieselbe Homologie-Lösung alle drei Reihen in gleicher Ordnung an.

Durch entsprechende Wahl der Ortsachse x kann man den Wert von u stets positiv erhalten. Das Hinterland der an nähernden Homologie-Lösung erstreckt sich dann von der Frontlinie $\xi = \xi_F$ in das Gebiet kleiner werdender x . Das Vorzeichen von $x_0 - x^*$ entscheidet darüber, ob dies das Gebiet $\xi < \xi_F$ oder $\xi > \xi_F$ ist; denn der nach (3) in

$$\xi = \xi_F \frac{(x - x^*) (t - t^*)^{k-1}}{(x_0 - x^*) (t_0 - t^*)^{k-1}}$$

auftratende Bruch $(x - x^*)/(x_0 - x^*)$ wird für kleiner werdende x kleiner, wenn $x_0 - x^*$ positiv ist, im anderen Fall aber größer. Entsprechend entscheidet das Vorzeichen von $t_0 - t^*$ darüber, in welcher Richtung man sich mit der Zeit im Diagramm der normierten Homologie-Lösung bewegt.

Mit der Zeit $1/(u_x)_0$ und der Länge $(u/u_x)_0$ kann man in der Reihenentwicklung dimensionslose Größen einführen:

$$\begin{aligned} u/u_0 &= 1 + (y - y_0) + \alpha(y - y_0)^2/2 \\ &\quad + \beta(y - y_0)^3/6 + \dots . \end{aligned}$$

Dabei ist zur Abkürzung $y = x(u_x/u)_0$ gesetzt. In den höheren Entwicklungskoeffizienten

$$\begin{aligned} \beta &= (u_{xxx} u^2/u_x^3)_0, \\ \gamma &= (u_{xx} u^3/u_x^4)_0, \dots \end{aligned}$$

weichen im allgemeinen die gegebene Anfangsverteilung und die Homologie-Lösung voneinander ab.

4. Zeitliche Veränderungen

Mit der Weiterentwicklung der Lösung ändern sich die Entwicklungskoeffizienten $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ nach

der Vorschrift der Differentialgleichungen und der Randbedingungen. Man kann die zeitliche Ableitung dieser Größen in Richtung der Front berechnen und mit der Zeit $1/(u_x)_0$ dimensionslos machen. In der resultierenden Formel treten nur die aus den Werten der Anfangsverteilung bildbaren dimensionslosen Größen auf.

Das Verfahren, nach dem diese Formeln bestimmt werden, sei kurz skizziert. Die Differentialgleichungen gestatten zunächst, die zeitlichen Ableitungen der drei Größen u , p und ϱ durch ihre Ortsableitungen auszudrücken. Nach v. H o e r n e r gewinnt man an der Front weitere Beziehungen zwischen diesen Ableitungen durch die Bemerkung, daß die Randbedingungen für alle Zeiten erfüllt sein sollen. Totales Differenzieren nach der Zeit und Eliminieren der zeitlichen Ableitungen mit Hilfe der Differentialgleichungen liefert an der Front gültige Beziehungen zwischen den Ortsableitungen von ϱ , p und denen von u :

$$\varrho_x = 3 \varrho u_x / u, \quad p_x = 7 \varrho u u_x.$$

Weiteres totales Differenzieren dieser ersten „gestrichenen Randbedingungen“ ergibt unter Berücksichtigung der Differentialgleichungen und der schon errechneten Randbedingungen stufenweise Beziehungen für die höheren Ableitungen

$$\varrho_{xx} = F_1(u_{xx}, u_x, u), \quad p_{xx} = F_2(u_{xx}, u_x, u), \dots .$$

Durch entsprechendes Differenzieren der Differentialgleichungen bekommt man dann die in den zeitlichen Ableitungen von α , β , γ , ... auftretenden Größen als Funktionen der Ortsableitungen von u allein.

Die dimensionslos gemachte Ableitung in Richtung der Frontkurve sei bezeichnet mit

$$\frac{d}{d\eta} = \frac{1}{u_x} \left(v \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} \right). \quad (5)$$

Dabei ist $v = (4/3)u$ die Frontgeschwindigkeit [Gl. (W 3a)]. Damit lauten die ersten beiden Formeln der zeitlichen Änderungen

$$\frac{da}{d\eta} = a_\eta = -0,416\beta + 0,8\alpha^2 - 1,35\alpha - 0,0519, \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\beta}{d\eta} = \beta_\eta = & -0,41\gamma + (1,2\alpha - 1,31)\beta \\ & - 5,21\alpha^2 - 0,355\alpha - 0,0205. \end{aligned} \quad (6b)$$

Wie in der Formel für a_η noch β , in der für β_η das γ , so tritt allgemein in jeder Ableitungsformel stets noch der um eine Ableitungsstufe höhere Koeffizient auf. Es zeigt das die Beschränkung des Verfahrens, welche die Änderung des jeweils höchsten vorkommenden Koeffizienten nicht mehr zu berechnen gestattet. Man betrachtet in diesem Fall γ als festen Parameter und bestimmt das mit a_η , β_η gegebene Richtungsfeld der α, β -Ebene, welches jedem Punkt α, β eine Richtung des Fortschreitens zuordnet.

5. Das Richtungsfeld

Zum vollständigen Überblick über den Verlauf des Feldes bildet man die unendliche α, β -Ebene auf ein endliches Flächenstück ab.

In dieser Arbeit wurde die α, β -Ebene durch Zentralprojektion auf die sie im Nullpunkt berührende Einheitshalbkugel abgebildet und letztere dann mit einer zur Ebene senkrechten Parallelprojektion in den Einheitskreis überführt. Die unendlichferne Gerade der α, β -Ebene ist dann durch den Kreisumfang dargestellt, die Koordinatenachse $\alpha=0$ geht über in den senkrechten Durchmesser, $\beta=0$ entspricht dem waagerechten Durchmesser des Kreises.

Der qualitative Verlauf des Richtungsfeldes lässt sich aus der Bestimmung von Lage und Charakter der Singularitäten $\alpha_\eta = \beta_\eta = 0$ erkennen. Man erhält folgendes Bild (Abb. 1).

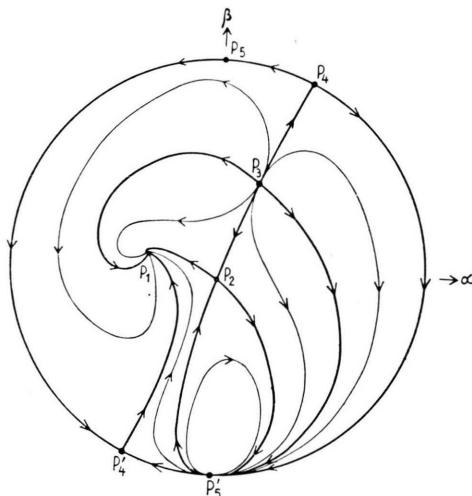


Abb. 1. Feldlinienbild im Bereich $-76,4 < \gamma < 1,112$ (schematisch).

Die Singularitäten des Unendlichfernen, P_4 , P'_4 und P_5 , P'_5 sind von der Vorgabe des Parameters γ unabhängig. Je zwei von ihnen sind einander zugeordnet und liegen in diametral entgegengesetzten Richtungen. P_4 und P'_4 bilden einen Sattelpunkt, P_5 und P'_5 stellen eine höhere Singularität dar derart, daß in P_5 außer der unendlichfernen Geraden, die selbst Integrallinie ist, keine weiteren Feldlinien einmünden. Die Integrallinien nähern sich nur diesem Punkt an, um sich dann wieder von ihm zu entfernen. In P'_5 laufen die Integrallinien von der einen Seite tangential hinein und treten auf der anderen Seite ebenso heraus.

Anzahl, Lage und Charakter der Singularitäten im Endlichen hängen von dem Werte des Parameters γ

ab. Im Bereich $-76,4 < \gamma < 1,112$ hat man das gezeichnete Bild. Der Punkt P_1 ist ein stabiler Knoten- oder Strudelpunkt, P_2 ein Sattelpunkt und P_3 ein instabiler Knoten- oder Strudelpunkt. Von den eingezeichneten Integrallinien sind dick gezeichnet die sogenannten Separatrices, singuläre Integrallinien, welche Typen von Integralverläufen voneinander trennen. Dünn eingezeichnet ist jeweils eine Integrallinie mit dem in ihrem Gebiet typischen Verlauf.

Mit der Veränderung des Parameterwertes γ verschiebt sich die Lage der singulären Punkte im Endlichen. Diese Änderung ist in Abb. 2 dargestellt. Auf der Ordinate ist der jeweilige Wert von γ abgetragen. Die Abszisse gibt an, bei welchen Werten von α die zu diesem Feldlinienbild gehörigen Singularitäten liegen. Die Kurve ist dritten Grades, sie entsteht durch Nullsetzen der rechten Seiten von (6) und Elimination von β . Ihr mittlerer Teil zwischen Maximum und Minimum ist der Variationsbereich des Sattelpunktes P_2 . Für kleinere α schließt sich der Bereich des stabilen Punktes P_1 an, der Bereich größerer Werte von α gehört zu der instabilen Singularität P_3 . Man erkennt, daß für $\gamma = -76,4$ P_2 und P_3 zusammenfallen und für noch kleinere γ -Werte nur noch der stabile Punkt P_1 vorhanden ist. Entsprechend existiert für $\gamma > 1,112$ im Endlichen nur noch P_3 .

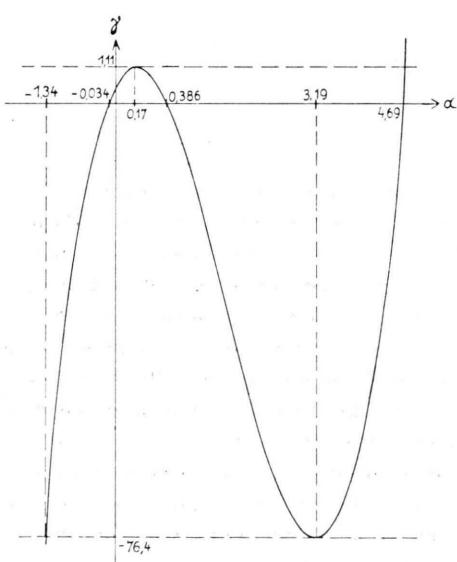


Abb. 2. Die Lage α der Singularitäten des Endlichen in Abhängigkeit vom Wert γ des Parameters (verzerrte Maßstäbe).

6. Diskussion

Eine Anfangsverteilung wird im Feldlinienbild durch einen Punkt α, β repräsentiert. Wenn γ sich im Lauf der Entwicklung nicht wesentlich ändert, wandert der Punkt mit der Zeit auf der durch ihn führenden Integrallinie. Den singulären Punkten im Endlichen, in denen keine Änderungen der Koeffizienten α, β stattfinden, entsprechen die Homologie-Lösungen, die durch die Forderung $\alpha \equiv \text{const}$ eindeutig vor allen anderen Lösungen der gasdynamischen Gleichungen ausgezeichnet sind. Ihr k -Wert ist dem Wert α der Singularität durch Gl. (4a) zugeordnet. In der hier durchgeführten Näherung hat man sie in drei Klassen einzuteilen. Die beiden Klassen, welche den Punkten P_2 und P_3 entsprechen, enthalten Homologie-Lösungen, welche bei kleinen Störungen sich von ihrem Homologie-Charakter weiter entfernen würden. Nur Homologie-Lösungen der P_1 zugeordneten Klasse sind Störungen gegenüber stabil. Dabei ist die Voraussetzung einer positiven Ableitung u_x gemacht, da sich nur dann der Parameter η auf der Integrallinie mit der Zeit t gleichsinnig ändert. Im andern Fall vertauscht sich der Charakter der Klassen P_1 und P_3 .

Der Zeitverlauf der Koeffizienten α, β sowie der von u und u_x längs der Integrallinien wird durch Quadraturen bestimmt. Beim Einlaufen in einen singulären Punkt des Endlichen ergibt sich asymptotisch das Verhalten der diesem nach (4a) zugeordneten Homologie-Lösung

$$u \sim t^{-k}, \quad u_x \sim t^{-1}, \quad u_{xx} \sim t^{k-2}, \quad u_{xxx} \sim t^{2k-3}.$$

Der stabile Punkt des Feldes P_1 ist Mündungspunkt aller Integrallinien, welche links der Separatrix P_4, P_3, P_2, P_1' liegen. Lösungen, die durch eine in diesem Bereich liegende Anfangsverteilung gegeben sind, werden einer Homologie-Lösung mit dem P_1 zugeordneten k -Wert immer ähnlicher. In Wirklichkeit darf nicht erwartet werden, daß γ im Verlauf der Entwicklung einer durch die Anfangsverteilung gegebenen Lösung konstant bleibt. Das Feldlinienbild wird sich also nach Maßgabe der Änderung von γ stetig verändern. Bleibt jedoch der Wert von γ stets genügend klein, so befindet man sich in einem Bereich, in welchem der sich einstellende k -Wert relativ unabhängig von γ ist. Die Steilheit des Diagramms von Abb. 2 ist Grund dafür, daß sich k im Intervall $-1 < \gamma < 1$ nur um maximal 6% ändert. In diesem Fall hat man unabhängig von der Größe der höheren Entwicklungskoeffizienten an der Front das Verhalten einer Homologie-Lösung mit k in der Gegend von 0,39.

Auch in den Änderungsformeln für die höheren Koeffizienten γ, δ, \dots tritt diese relative Unabhängigkeit von dem als Parameter betrachteten (um eine Ableitungsstufe höheren) Koeffizienten ein. Das röhrt daher, daß dieser jeweils multipliziert mit einem Zahlenwert in die Formel eingeht, welcher klein gegen die (im Verhältnis zu ihm mit wachsender Ordnung der betrachteten Ableitungsformel immer noch größer werdenden) Beizahlen der übrigen Koeffizienten ist. Zu einer strengen Betrachtung hätte man den unendlichdimensionalen „Phasenraum“ der $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ und die in ihm durch jeden Punkt führenden Integrallinien zu untersuchen. Wenn man das oben im α, β -Raum gefundene Verhalten auf diesen Raum überträgt, sollte sich folgendes zeigen: Es gibt genau einen stabilen Punkt „ P_1 “ (der jetzt von keinem Parameter mehr abhängt), in dem alle diejenigen Integrallinien einlaufen, deren Punkte sinnvolle Anfangsverteilungen des Stoßwellenproblems in der hier betrachteten Spezialisierung darstellen (endlicher Impulsnachschub, vgl. ², V. 1). Die entsprechende Homologie-Lösung müßte im Endlichen singularitätenfrei, d. h. gerade die von Häfele gefundene Lösung mit $k_0 = 0,389 \dots$ sein.

Die Berücksichtigung der nächst höheren Ableitungsformeln wird durch die stark anwachsende Rechenarbeit sehr erschwert. Daher beschränkt sich diese Arbeit auf die angegebene Näherung. Auch die Frage der Konvergenz der benutzten Reihenentwicklung soll hier nicht weitergehend untersucht werden. Man darf kaum erwarten, daß alle möglichen Anfangsverteilungen das hier untersuchte Verhalten

zeigen, sich ein und derselben Homologie-Lösung anzunähern, da beliebige Störungen des Hinterlandes auch beliebig starke Veränderungen des Frontverlaufes erzwingen können. Gewisse Bedingungen für die Stabilität der speziellen Homologie-Lösung $k_0 = 0,389 \dots$ sind inzwischen von Häfele formuliert worden. In Analogie dazu läßt sich hier die Konvergenz im Sinn der benutzten Entwicklung und das Verbleiben des in der Rechnung festgehaltenen Koeffizienten γ in einem Intervall um 0 als eine vielleicht nicht notwendige, aber hinreichende Anforderung dafür auffassen, daß die Lösung sich einer Homologie-Lösung mit $k \approx 0,39$ annähert.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Untersuchung zeigt, daß allgemeinere Lösungen des Stoßwellenproblems die Tendenz zur Angleichung an bestimmte ausgezeichnete Lösungen (die Homologie-Lösungen) besitzen, und unter einer weiteren, durch die verwendete Methode notwendig gemachten Annahme den ungefähren Zahlenwert der in anderen Arbeiten als stabil gezeigten Homologie-Lösung mit $k \approx 0,39$ verstehen läßt.

Ich möchte Herrn Prof. v. Weizsäcker sehr für die Anregung zu dieser Arbeit und für ständige, fördernde Diskussionen und Vorschläge danken.

Untersuchungen über den zeitlichen Aufbau elektrischer Funken sowie die optische Absorption und das Nachleuchten abklingender Funkenentladungen

Von JAN VAN CALKER

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Münster
(Z. Naturforsch. **10a**, 697—706 [1955]; eingegangen am 9. April 1955)

Dem zeitlichen Aufbau elektrischer Funken entspricht deren räumliche Struktur, indem sich in periodischen Entladungen aus dem zeitlichen Nacheinander ein räumliches Nebeneinander der verschiedenen Stadien ergibt. Zu ihrer Untersuchung wird ein Stroboskop verwendet, dessen kontinuierlich in der Phasenlage verdrehbarer Antrieb besonders entwickelt werden mußte, um die zeitliche Aufeinanderfolge der verschiedenen Erscheinungen bestimmen zu können. Damit wird es auch möglich, bei Durchstrahlung der Entladung mit einem kontinuierlichen Spektrum die optische Absorption abklingender Funken zu messen. Es zeigen sich nicht nur die Grundlinien der beteiligten Elemente in Absorption, sondern auch die molekularen Reaktionsprodukte mit der umgebenden Atmosphäre können durch ihre Absorptionsbanden nachgewiesen werden. Mit zunehmendem Alter der Funkenentladung verschwindet die Metalldampfaureole des Elektrodenmaterials und statt ihrer breitet sich das Nachleuchten um die Funkenstrecke aus, welches diese schließlich als leuchtender Torus umschwebt. In diesen sehr alten Entladungen lassen sich an vielen Elektrodenmaterialien Sprüherscheinungen beobachten, bei denen glühende Partikelchen ausgeschleudert werden. Die Form ihrer gelegentlich auch spiralförmigen Flugbahnen läßt Rückschlüsse auf Strömungsvorgänge in den Funkenentladungen zu.

In elektrischen Funkenentladungen spielen sich in außerordentlich kurzer Zeit eine Reihe von Vorgängen ab, die sich gegenseitig bedingen, und deren zeitliche Ausdehnung und Aufeinanderfolge für die

Eigenschaften der Entladung charakteristisch sind. Dabei handelt es sich einerseits um den kurzzeitigen Übergang elektrischer Energie zwischen den beiden Elektroden der Funkenstrecke mit all den hierdurch