

Temperatur und Druck explodierender Drähte beim Verdampfungsbeginn

U. Seydel, R. Schöfer und H. Jäger *

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. **30 a**, 1166–1174 [1975]; eingegangen am 18. Juni 1975)

Temperature and Pressure of Exploding Wires at the Onset of Vaporization

Results of comparative investigations of the thermodynamic states of exploding wires in air and water under different pressures based on time correlated electrical and optical measurements are presented. From the energy input and from the "action integral", respectively, the time behaviour of the temperature up to the beginning of vaporization can be calculated with sufficient accuracy. Inbedding the wires in water especially under high static pressures leads to a remarkable increase of energy input up to the beginning of vaporization. In this way temperatures of more than 8000 K at homogenous conditions and solid state density could be realized.

Einleitung

Über die bei elektrischen Drahtexplosionen erreichbaren thermodynamischen Bedingungen sind schon relativ viele Untersuchungen durchgeführt worden. Ein besonderes Problem stellt dabei die Temperaturbestimmung dar. Sie kann im Anfangsstadium der Aufheizung praktisch nur auf der Grundlage elektrischer Meßdaten erfolgen, wobei der Übersichtlichkeit halber anzustreben ist, daß die Aufheizung weitgehend homogen stattfindet. Dies war bei allen Untersuchungen, bei denen die Temperaturbestimmung auf dieser Basis erfolgte, nicht in befriedigendem Maße sichergestellt. Schon im Frühstadium der Explosion können an der Drahtoberfläche Gasentladungen auftreten, die die Meßergebnisse erheblich verfälschen. Das gleiche gilt für die verschiedenen Mechanismen, die zu frühzeitigen Inhomogenitäten des Drahtmaterials führen¹. Diese Effekte müssen naturgemäß ausgeschlossen werden können, wenn man diese Methode anwenden will. Dazu ist die Vorgabe entsprechender Versuchsbedingungen und der Einsatz zusätzlicher diagnostischer Verfahren notwendig.

Eine homogene Aufheizung ist – wenn man von dem sehr kurzen Zeitintervall des Schmelzvorganges absieht und wenn Gleitentladungen vermieden werden – am ehesten im Stadium bis zum Eintreten der starken Expansion des Drahtzylinders, d. h. bis

zum eigentlichen Verdampfungsbeginn, gewährleistet. Die nachstehend beschriebenen Messungen wurden deshalb nur bis zu diesem Zeitpunkt durchgeführt. Darüber hinaus wurde dann auch noch untersucht, inwieweit sich der Einsatz peripherer Gasentladungen bzw. der Expansionsbeginn des Drahtmaterials durch Anwendung flüssiger Umgebungsmedien und hoher Drücke zeitlich weiter hinausziehen läßt und damit noch höhere Temperaturen innerhalb dieses übersichtlichen Stadiums erhalten werden können.

Experimenteller Aufbau

Die Untersuchungen wurden an Kupferdrähten mit Längen von 1,0 bis 4,5 cm und Durchmessern zwischen $2 \cdot 10^{-2}$ und $3 \cdot 10^{-2}$ cm durchgeführt. Die Explosion der Drähte erfolgte in einem Kondensatorentladungskreis mit den Daten $C = 5,4 \mu\text{F}$, $L = 180 \text{ nH}$ und $R = 5,7 \text{ m}\Omega$ (bei kurzgeschlossener Entladungsstrecke). Die Drähte waren in der Achse eines zylindrischen, mit seitlichen Fenstern versehenen Entladungsgefäßes angeordnet, wobei das eine Ende des Drahtes über die Drahthalterung galvanisch mit dem Deckel des Gefäßes verbunden war, dieses also als Rückleiter diente. Das Gefäß war für Drücke bis über tausend Atmosphären ausgelegt.

Die Messung des zeitlichen Verlaufes des Entladungsstromes erfolgte mit Hilfe einer Tauchspule und RC-Integration. Die Spule befand sich in einem Ω -förmigen Stück des Bandleiters der Stromzuführung zum Entladungsgefäß. Zur Ermittlung der Spannung an der Entladungsstrecke diente ein ohmscher Spannungsteiler in der von Pillsticker² verwendeten Koaxialbauweise. Der Teiler war mit einer Quetschverbindung unmittelbar am Eingang des Entladungsgefäßes angebracht, so daß damit der

Sonderdruckanforderungen an Dr. U. Seydel, Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel, D-2300 Kiel 1, Ohlshausenstraße 40–60.

* Jetzige Anschrift: Institut für Experimentalphysik der Technischen Hochschule in Graz, A-8010 Graz, Rechbauerstraße 12.



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 digitalized 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.

Spannungsabfall über der gesamten Anordnung Draht – Gefäß erfaßt wurde. Die Eliminierung des induktiven Spannungsanteiles erfolgte zunächst ähnlich wie in ¹ beschrieben durch Kompensation mittels dI/dt -Signal nach Kurzschließen der Entladungstrecke mit einem Kupferbolzen. Da hier relativ niedrige ohmsche Spannungen zu messen waren, mußten die unterschiedlichen Induktivitäten der Versuchsdrähte L_D und des Kupferbolzens L_K auch noch berücksichtigt werden. Diese Induktivitätsdifferenzen ($L_D - L_K$) verursachten im Spannungs-

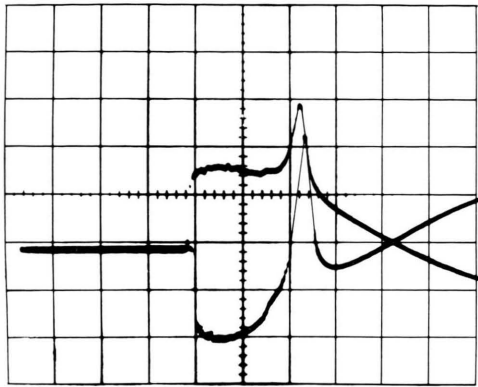


Abb. 1. Zur Kompensation des induktiven Spannungsanteils. Oben: unkompenziertes Spannungssignal; unten: zur Kompensation verwendetes dI/dt -Signal; Zeitablenkung: 500 nsec/RE.

oszillogramm bei Beginn des Stromflusses einen Spannungssprung $(L_D - L_K) dI/dt$. Dieser konnte dadurch vermieden werden, daß die Verstärkung für das zur Kompensation verwendete dI/dt -Signal für jede Drahtgeometrie so eingeregelt wurde, daß die Anstiegsflanken des unkompenzierten Spannungssignals und des jeweiligen dI/dt -Signals die gleiche Höhe hatten (Abbildung 1).

Parallel zu den elektrischen Messungen wurden photographische Kurzzeitaufnahmen mit einem Kerrzellenverschluß (Belichtungszeit 30 nsec) sowie – routinemäßig bei jeder Entladung – Schmieraufnahmen mit zwei verschiedenen Anordnungen durchgeführt: In dem einen Fall handelt es sich um übliche Aufnahmen, bei denen das Schmierbild einen schmalen, senkrecht zur Drahtachse orientierten Ausschnitt des Drahtzylinders darstellt. Durch Verwendung eines Hintergrundlichtes (einer zweiten Drahtexplosion) konnte der Zeitpunkt des Expansionsbeginns des Drahtzylinders auf diese Weise einfach und genau festgestellt werden.

Bei der zweiten Anordnung wurde ein Bild des Drahtes in seiner ganzen Länge – ohne Hintergrundlicht – senkrecht zu seiner Achse „geschmiert“. Auf diesen Aufnahmen ließen sich frühzeitig auftretende Gasentladungen gut erkennen. Beide Schmieraufnahmen wurden durch zwei auf derselben Motorachse angebrachte Schmier Spiegel synchron übereinander erzeugt. In Abb. 2 ist ein Beispiel dafür wiedergegeben.

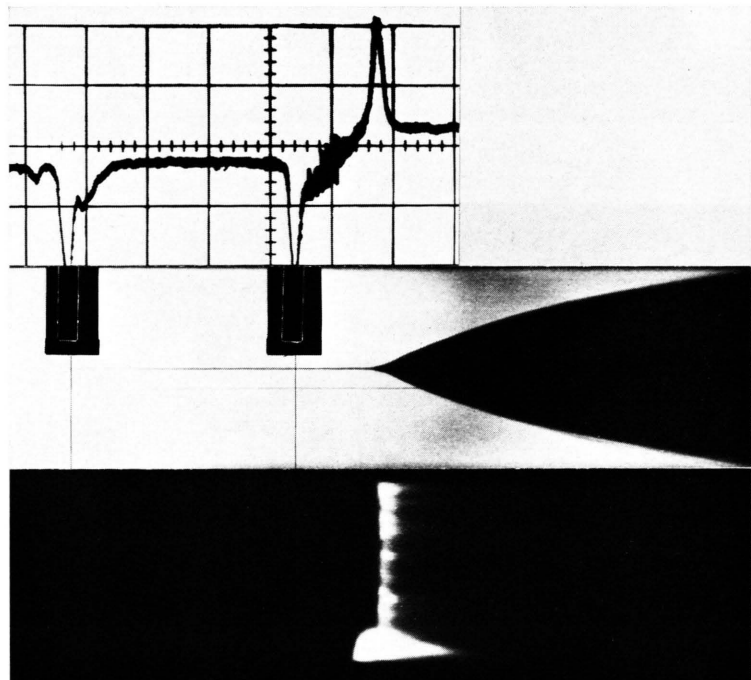


Abb. 2. Zeitliche Korrelation zwischen den Schmieraufnahmen und elektrischen Messungen. Ladespannung der Kondensatorbatterie $U_0 = 10$ kV, Drahtlänge $l = 3$ cm, Drahtdurchmesser $d = 0,02$ cm, Umgebungsbedingungen: 1 at Luft.

Die zeitliche Korrelation zwischen den optischen Aufnahmen und den elektrischen Messungen erfolgte mit Hilfe von Zeitmarken, die zusammen mit dem Spannungssignal registriert wurden. Zur Erzeugung dieser Zeitmarken befanden sich in dem Film für die Schmieraufnahmen in genau definiertem Abstand zwei schmale Schlitze, durch die das Licht des Schmierspaltens nacheinander auf zwei dahinter angebrachte Lichtleiter fallen konnte. Dies ermöglichte eine eindeutige Zuordnung der elektrischen Meßdaten zu den einzelnen Phasen des hier interessierenden Aufheizintervalls vor dem Verdampfungsbeginn.

Die Zuordnung der Aufnahmezeitpunkte der Kurzaufnahmen zu den elektrischen Messungen geschah in analoger Weise durch Registrierung eines Teiles des durch den Kerrzellenverschluß freigegebenen Lichtimpulses.

Auswertung der Meßdaten

Die Strom- und Spannungsoszillogramme wurden mit Hilfe eines elektronischen Abtastgerätes in digitale Werte mit hinlänglich kurzen Zeitintervallen umgesetzt und daraus die entsprechenden Werte für den ohmschen Widerstand $R(t) = U(t)/I(t)$ und die jeweils eingekoppelte Energie $E(t) = \int_0^t I(t') U(t') dt'$ errechnet. Die Ermittlung des zeitlichen Temperaturverlaufes erfolgte auf zweierlei Weise: Zum einen aus der eingekoppelten Energie und zum anderen über das „Aktionsintegral“ $G(t) = \int_0^t i^2(t') dt' [i(t) = I(t)/r_0^2 \pi \text{ Stromdichte, } r_0 \text{ Radius des kalten Drahtes}]$. In beiden Fällen wird der Aufheizvorgang in drei Intervalle unterteilt: die Aufheizung des festen Körpers, den Phasenübergang fest-flüssig und die Aufheizung der Schmelze bis zum Verdampfungsbeginn. Für diese drei Abschnitte gelten nachfolgend die Indizes 1, 2 und 3.

Die Temperaturbestimmung aus der bis zum Expansionsbeginn eingekoppelten Energie erfolgte nach der Beziehung

$$\int_{t_0}^{t_e} I^2 R dt = \int_{\Theta_1(0)}^{\Theta_1(t)} \bar{c}_1 m d\Theta(t) + A_2 + \int_{\Theta_3(0)}^{\Theta_3(t)} \bar{c}_3 m d\Theta(t) . \quad (1)$$

Hierin bedeuten $\Theta_i(0)$ bzw. $\Theta_i(t)$ die Anfangs- bzw. die Endtemperaturen der entsprechenden Aufheizintervalle und A_2 die Schmelzwärme. Für die spezifischen Wärmen wurden mittlere Werte verwendet:

$$\bar{c}_1 = 0,45 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}, \quad \bar{c}_3 = 0,51 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}.$$

Die Anwendung des Aktionsintegrals beruht allein auf der – im Vergleich zur Spannungsmessung – wesentlich genaueren Strommessung. Allerdings muß die Gültigkeit einer Beziehung für die Temperaturabhängigkeit des ohmschen Widerstandes und für die entsprechenden Temperaturkoeffizienten vorausgesetzt werden. Bei diesen Rechnungen wurde in enger Anlehnung an eine Arbeit von Maninger³ vorgegangen. Aufgrund des Zusammenhanges

$$I_i^2(t) R_i(t) = dH_i(t)/dt . \quad (2)$$

(H vom Drahtmaterial aufgenommene Energie) ergibt sich für den ersten und den dritten Abschnitt für das Aktionsintegral der allgemeine Ausdruck

$$G_i(t) = \int_{t_i(0)}^{t_i} I^2 dt = \int_{\Theta_i(0)}^{\Theta_i(t)} \frac{1}{R_i[\Theta(t)]} \frac{dH_i[\Theta(t)]}{d\Theta(t)} d\Theta(t) . \quad (3)$$

Im ersten Abschnitt werden folgende Temperaturabhängigkeiten für H und R zugrundegelegt:

$$H_1(t) = a \Theta_1(t) + b \Theta_1^2(t) + c \Theta_1^{-1}(t) + d \quad (4)$$

$$R_1(t) = R_1(0) \{1 + \alpha_1 [\Theta_1(t) - \Theta_1(0)]\} . \quad (5)$$

Bei H_1 sind hier also mehrere Glieder, mit den Stoffkonstanten a , b , c und d , berücksichtigt⁴. α_1 ist der Temperaturkoeffizient des Widerstandes.

Im zweiten Abschnitt gelten unter der Annahme, daß der Phasenübergang bei konstanter Temperatur vor sich geht, die Beziehungen

$$A_2[\Theta_2(0)] \frac{dm(t)}{dt} = I_2^2(t) R_2(t) , \quad (6)$$

$$R_2(t) = R_2[m(t), \Theta_2(t)] , \quad (7)$$

wobei $m(t)$ für die Masse steht, die bis zur Zeit t den Phasenübergang durchlaufen hat.

Bezeichnet man mit $F_2(t)$ den Teil der Gesamtmasse m_0 , der bis zu der Zeit t von der festen Phase in die flüssige übergegangen ist, so ergibt sich

$$\frac{1}{R_2[m_0 F_2(t), \Theta_2(0)]} = \frac{\pi r_0^2 \delta_0}{l} \cdot \left[\frac{\sigma_f}{\delta_f} + \left(\frac{\sigma_{fl}}{\delta_{fl}} - \frac{\sigma_f}{\delta_f} \right) F_2(t) \right] . \quad (8)$$

Hierin bedeuten σ_f und σ_{fl} die elektrische Leitfähigkeit der festen bzw. der flüssigen Phase und δ_f und δ_{fl} die entsprechenden Dichten, jeweils bezogen auf die Schmelztemperatur.

Im dritten Abschnitt gelten für die Enthalpie und für den spezifischen Widerstand ϱ_3 in gewisser Analogie zum ersten Abschnitt:

$$H_3(t) = e \Theta_3(t) + f, \quad (9)$$

$$\varrho_3(t) = \varrho_3(0) \{1 + \alpha_3 [\Theta_3(t) - \Theta_3(0)]\}. \quad (10)$$

Der Temperatureinfluß auf die Dichte wird hier nicht mehr vernachlässigt:

$$\delta_3(t) = \delta_3(0) \{1 + \beta_3 [\Theta_3(t) - \Theta_3(0)]\}. \quad (11)$$

Unter diesen Voraussetzungen werden folgende Beziehungen für das Aktionsintegral erhalten:

$$G_1(t) = \int_0^t i^2 dt = \frac{4,18 \delta_0}{\varrho_0 M} K, \quad (12)$$

$$K = \frac{a}{\alpha_1} - \frac{2b[1 - \alpha_1 \Theta_1(0)]}{\alpha_1^2} \cdot \ln \{1 + \alpha_1 [\Theta_1(t) - \Theta_1(0)]\} + [\Theta_1(t) - \Theta_1(0)] \frac{2b}{\alpha_1} \quad (13)$$

(δ_0 Dichte bei $\Theta_1(0)$, ϱ_0 spezifischer Widerstand bei dieser Temperatur, M Molekulargewicht in Gramm).

$$G_2(t) = \int_{t_2(0)}^{t_2} i^2 dt = \frac{4,18 A_2 [\Theta_2(0)] \delta_0^2 F_2(t)}{M} \left[\frac{\sigma_f}{\delta_f} + \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_{fl}}{\delta_{fl}} - \frac{\sigma_f}{\delta_f} \right) F_2(t) \right]. \quad (14)$$

$$G_3(t) = \int_{t_3(0)}^{t_3} i^2 dt = \frac{4,18 \delta_0^2 e}{M \delta_3 \varrho_3} \frac{1}{(\alpha_3 - \beta_3)} \ln \left\{ \frac{1 + \alpha_3 [\Theta_3(t) - \Theta_3(0)]}{1 + \beta_3 [\Theta_3(t) - \Theta_3(0)]} \right\}. \quad (15)$$

Der Ausdruck (13) ist hier vereinfacht wiedergegeben, da bei Kupfer der Koeffizient c in (4) gleich Null gesetzt werden kann. Im einzelnen wurden folgende Materialdaten verwendet:

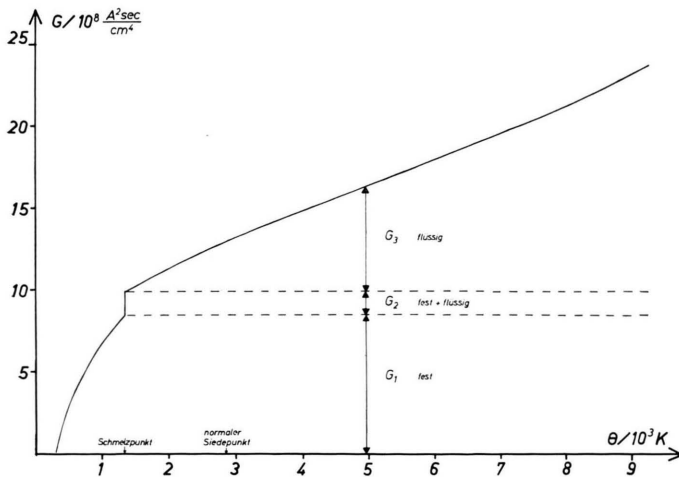


Abb. 3. Aktion—Temperatur—Diagramm für Kupfer.

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 4,55 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}, \\ \varrho_0 &= 1,73 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}, \\ \delta_0 &= 8,93 \text{ g cm}^{-3}, \quad M = 63,54, \\ a &= 5,41 \text{ cal K}^{-1} \text{ mol}^{-1}, \\ b &= 0,75 \cdot 10^{-3} \text{ cal K}^{-2} \text{ mol}^{-1}, \\ c &= 0, \quad d = -1680 \text{ cal mol}^{-1}, \\ A_2 &= 3120 \text{ cal mol}^{-1}, \quad \delta_f = 8,32 \text{ g cm}^{-3}, \\ \delta_{fl} &= 7,96 \text{ g cm}^{-3}, \\ \sigma_f &= 9,8 \cdot 10^4 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}, \\ \sigma_{fl} &= 4,7 \cdot 10^4 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}, \\ e &= 7,50 \text{ cal K}^{-1} \text{ mol}^{-1}, \\ f &= -20 \text{ cal mol}^{-1}, \\ \varrho_3 &= 21,3 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}, \\ \delta_3 &= 7,96 \text{ g cm}^{-3}, \\ \alpha_3 &= 3,73 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}, \\ \beta_3 &= -0,97 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}. \end{aligned}$$

In Abb. 3 ist der mit den Gln. (12) bis (15) erhaltene Zusammenhang zwischen dem Aktionsintegral und der Temperatur wiedergegeben.

Die aus der Energieeinkopplung bzw. dem Aktionsintegral sich ergebenden Temperaturen zeigen bemerkenswert gute Übereinstimmung, wie an einem Beispiel in Abb. 4 zu sehen ist.

Bei einer Abschätzung der beim Verdampfungsbeginn vorliegenden Drücke tritt das Problem der richtigen Dampfdruckkurve auf. Da für Kupfer in dem betrachteten Temperaturintervall keine ent-

sprechenden Werte vorliegen, mußte versucht werden, aufgrund von Ähnlichkeitsbetrachtungen wenigstens näherungsweise eine Dampfdruckkurve zu erstellen.

Aus der Quantentheorie wird für den Zusammenhang zwischen Druck und Siedetemperatur der vereinfachte Ausdruck⁵

$$\ln P = \ln 10^{6,5} - A/R \Theta = 14,98 - A/R \Theta \quad (16)$$

erhalten ($A = 3,056 \cdot 10^{12} \text{ erg mol}^{-1}$, Verdampfungswärme am normalen Siedepunkt, R Gaskonstante in

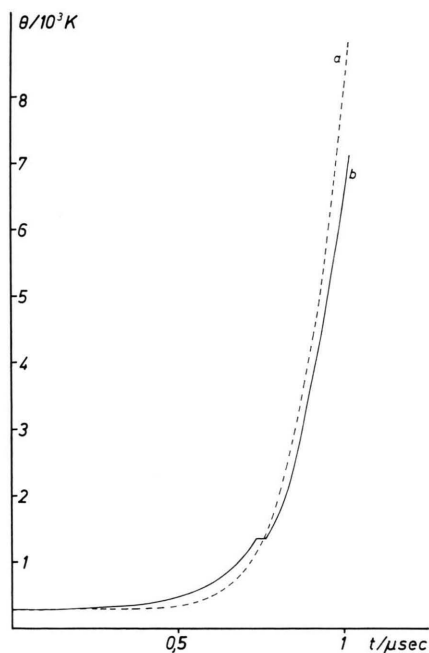


Abb. 4. Zeitlicher Temperaturverlauf bis zum Expansionsbeginn berechnet aus a) Energie, b) Aktionsintegral; $U_0 = 15 \text{ kV}$, $l = 2 \text{ cm}$, $d = 0,03 \text{ cm}$, $1000 \text{ at H}_2\text{O}$.

erg $\text{mol}^{-1} \text{K}^{-1}$, P in atm, Θ in K), oder in allgemeiner Form:

$$\ln P = -A/\Theta + B. \quad (17)$$

Eine gegenüber (17) erweiterte allgemeine Form ergibt sich aus der Dampfdruckformel von Kirchhoff, Rankine und Dupré⁶:

$$\ln P = -A/\Theta + B - C \ln \Theta. \quad (18)$$

Setzt man in (16) die Zahlenwerte ein, so erhält man

$$\log P = -15960/\Theta_3 + 6,50. \quad (19 \text{ a})$$

Da diese Gleichung aber die Grenzbedingungen – normaler Siedepunkt: 1 at , 2855 K und kritischer Punkt: 8750 at , 9300 K (nach Ähnlichkeitsgesetzen aus den kritischen Daten des Quecksilbers berechnet^{7, 8)} – nicht erfüllen, wurden die Konstanten A , B und C in (17) bzw. (18) entsprechend angepaßt. Damit ergeben sich die Beziehungen

$$\log P = -\frac{16240}{\Theta_3} + 5,69 \quad (19 \text{ b})$$

und

$$\log P = -\frac{15960}{\Theta_3} + 6,50 - 0,22 \log \Theta_3. \quad (19 \text{ c})$$

Für den hier betrachteten Temperaturbereich liefern diese beiden Ausdrücke innerhalb der Fehlergrenzen gleiche Druckwerte. Diese Werte stimmen bis zu Temperaturen von etwa 6000 K auch gut mit jenen überein, die man mit Hilfe einer in⁹ angegebenen Formel erhält:

$$\log P = -\frac{17650}{\Theta_3} + 13,39 - 1,273 \log \Theta_3 \quad (19 \text{ d})$$

(P ist hier in Torr einzusetzen). Sie unterscheiden sich jedoch erheblich von den nach (19 a) errechneten Werten.

In Abb. 5 sind die sich nach den Gln. (19 a), (19 b) und (19 d) ergebenden Dampfdruckkurven dargestellt. Den in Tab. 1 angegebenen Drücken ist die Beziehung (19 b) zugrunde gelegt.

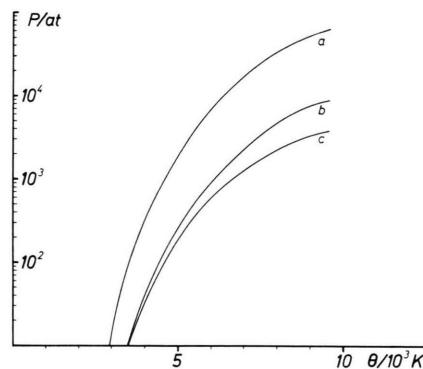


Abb. 5. Dampfdruckkurven für Kupfer, berechnet nach den Gleichungen a) (19 a), b) (19 b), c) (19 d).

Ergebnisse

Im nachfolgenden werden Meßergebnisse einander gegenübergestellt, die unter sonst gleichen Bedingungen bei Explosionen in Luft von 1 at , sowie in Wasser von 1 at und 1000 at erhalten wurden. Messungen in Luft bei höheren Drücken ergaben gegenüber jenen von 1 at nur unwesentlich abweichende Ergebnisse.

Die Abb. 6 und 7 zeigen den Einfluß der Umgebungsbedingungen auf den zeitlichen Verlauf elektrischer Größen und der eingekoppelten Energie, repräsentativ für die verschiedenen Entladungsbedingungen. Der Expansionsbeginn in Luft von 1 at und Wasser von 1000 at ist auf der Zeitachse angedeutet. In Abb. 8 a, b sind Schmieraufnahmen von Explosionen in Luft von 1 at und Wasser von 1000 at wiedergegeben. Rein qualitativ läßt sich aus der

Tab. 1. Elektrische Explosionen von Kupferdrähten: Entladungsbedingungen sowie elektrische Daten, Temperatur und Oberflächen-Dampfdruck zum Zeitpunkt des Beginns der starken Expansion.

Expansionsbeginn															
Kondensator- U ₀ /kV	Draht- durchmesser d ₀ /cm	Drahtlänge l/cm	Umgebungs- medium	Umgebungs- druck P _{stat} /at	Zeitpunkt t/nsec	Stromstärke I/Amp	Spannung U/Volt	Widerstand R/Ohm	Energiedichte w/Joule mg	Aktion G/10 ⁸ A ² sec cm ⁴	Temperatur aus Spalte 11 Θ/Kelvin	Druck aus Spalte 12 P/at	Druck aus Spalte 13 P/at		
15	3		Luft H ₂ O H ₂ O	1 1 1000	987 1003 1095	43 540 44 265 41 000	6 054 9 339 10 880	0,14 0,21 0,26	2,5 3,4 4,4	17 19 21	5400 6650 7850	4790 1770 4180	200 1830 6450		
	3 · 10 ⁻²	2	Luft H ₂ O H ₂ O	1 1 1000	933 974 1018	45 030 43 975 45 310	5 028 5 653 9 337	0,11 0,13 0,21	2,6 3,4 4,5	16 18 20	4750 6025 7250	5140 6690 8710	170 1830 6700		
	1		Luft H ₂ O H ₂ O	1 1 1000	871 864 948	44 540 46 470 45 410	2 800 2 852 3 827	0,06 0,06 0,08	2,6 3,4 4,2	16 17 18	4750 5400 6025	5040 6720 8250	290 1890 5270		
	4,5		Luft H ₂ O H ₂ O	1 1 1000	541 592 618	25 610 23 815 23 130	16 359 17 231 20 090	0,64 0,72 0,87	2,3 2,7 2,7	17 17 17	5400 5400 5400	4510 5260 5320	120 400 430		
	2 · 10 ⁻²	3	Luft H ₂ O H ₂ O	1 1 1000	620 663 655	25 665 26 070 23 110	8 635 10 350 15 300	0,34 0,40 0,66	2,7 3,5 4,9	19 21 22	6650 7850 8350	5340 6960 9570	430 2220 9840		
2		Luft H ₂ O H ₂ O	1 1 1000	586 609	25 400 25 060	6 366 10 340	0,25 0,41	3,0 4,0	15 17	4100 5400	5950 7840	55 480	910 4150		
10	3		Luft H ₂ O H ₂ O	1 1 1000	1637 1682 1642	26 140 27 390 25 100	4 098 4 061 5 099	0,16 0,16 0,19	2,0 2,2 2,3	14 15 16	3500 4100 4750	3920 4300 4560	35 80 135		
	3 · 10 ⁻²	2	Luft H ₂ O H ₂ O	1 1 1000	1227 1349 1400	37 125 34 100 32 087	3 166 3 544 4 849	0,08 0,10 0,15	2,1 2,4 3,4	15 16 18	4100 4750 6025	4050 4670 6600	50 160 1700		
	2 · 10 ⁻²	3	Luft H ₂ O H ₂ O	1 1 1000	931 1003 1050	20 030 16 290 10 310	5 175 6 607 10 545	0,26 0,41 1,02	2,3 2,8 3,7	15 17 19	4100 5400 6650	4370 5490 7300	95 540 2920		
	2 · 10 ⁻²	2	Luft H ₂ O H ₂ O	1 1 1000	791 769 749	22 260 21 980 21 505	4 803 4 583 6 171	0,21 0,21 0,29	2,3 2,6 3,4	17 18 16	5400 6025 4750	4400 5180 6580	100 360 1670		
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15

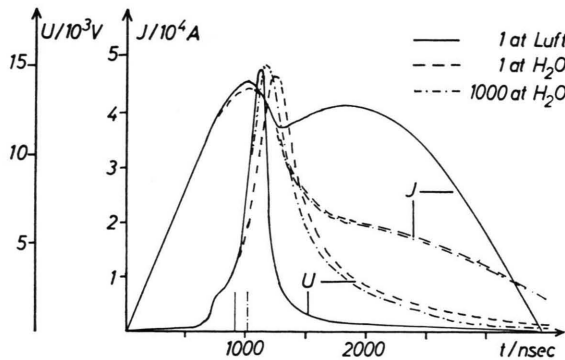


Abb. 6. Zeitlicher Strom- und Spannungsverlauf bei Drahtexplosionen unter verschiedenen Umgebungsbedingungen. Der Expansionseinsatz bei 1 at Luft und 1000 at H_2O ist auf der Zeitachse angedeutet. $U_0 = 15$ kV, $l = 2$ cm, $d = 0,03$ cm.

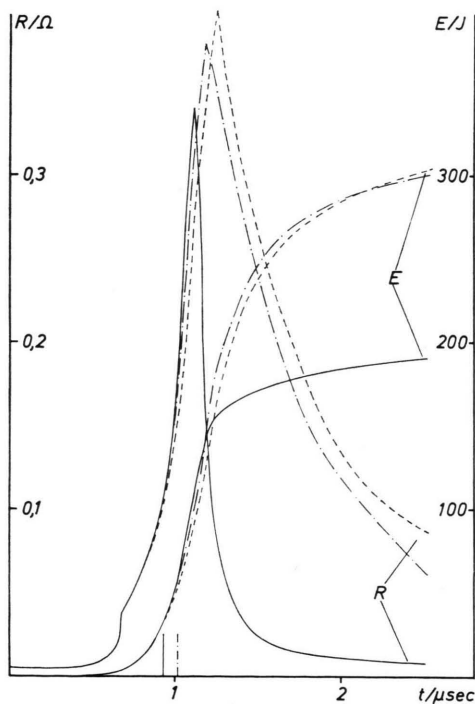


Abb. 7. Zeitlicher Verlauf von Widerstand und Energie einer Versuchsreihe unter Bedingungen wie bei Abbildung 6.

Abb. 7 entnehmen, daß nach einem Zeitintervall von etwa 900 nsec die Energieeinkopplung unter Wasser langsamer als in Luft erfolgt. Der Beginn der starken Expansion, d. h. der Verdampfungsbeginn tritt aber in Wasser — und hier insbesondere beim hohen Umgebungsdruck — später ein als in Luft.

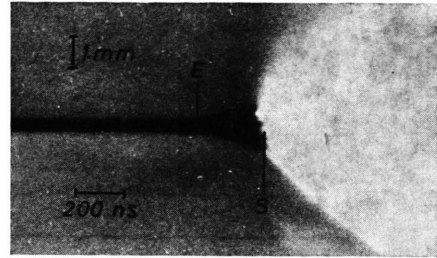


Abb. 8 a. Schmieraufnahme einer Drahtexplosion in Luft bei 1 at. (Übrige Bedingungen wie bei Abbildung 6.) Vergrößerte Darstellung der Expansionsphase. Der Expansionsbeginn (E) und die Spannungsspitze (S) sind gekennzeichnet.

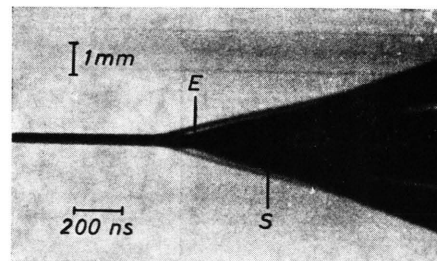


Abb. 8 b. Schmieraufnahme einer Drahtexplosion in Wasser bei 1000 at. (Übrige Bedingungen wie bei Abbildung 6.)

Aus diesem Grund ist auch im ersten Fall die bis zum Verdampfungsbeginn und darüber hinaus auch die innerhalb des ersten Stromimpulses einkoppelbare Energie größer.

Der Expansionsbeginn kann als der Zeitpunkt betrachtet werden, zu dem im homogenen Zustand maximale Temperaturen erreicht werden. In der Tab. 1 sind die für diesen Zeitpunkt sich ergebenden Temperaturen und Drücke zusammengestellt.

Zur Bedeutung einiger Spalten der Tabelle:

In Spalte 11 ist die bis zum Expansionsbeginn aus dem gemessenen Stromverlauf berechnete Aktion und in Spalte 12 die daraus nach (12) bis (15) erhaltene Temperatur aufgeführt. Spalte 13 gibt die aus der bis zum Expansionsbeginn vom Draht aufgenommenen Energie (Spalte 10) nach (1) abgeschätzten Temperaturen an.

In den Spalten 14 und 15 sind die aus den Temperaturen in den Spalten 12 und 13 nach der Beziehung (19 b) berechneten Drücke wiedergegeben, die beim Verdampfungsbeginn an der Drahtoberfläche herrschen.

Diskussion

Bei den in der Tabelle aufgeführten Temperaturen und Drücken liegt eine weitgehend homogene Zustandsverteilung des Drahtmaterials vor. Der Skineffekt, der im allerersten Aufheizungsstadium eine relative Überhitzung der randnahen Zonen bewirkt, spielt zum Zeitpunkt des Beginns der Verdampfung bzw. der starken Expansion, also etwa 550 bis 1700 nsec nach dem Stromeinsatz keine Rolle mehr. Es ist dann bereits eine nahezu homogene Stromverteilung vorhanden und anfangliche Temperaturunterschiede haben sich ausgeglichen. Nach Haines¹⁰ beträgt die Skinrelaxationszeit

$$\tau = \mu \sigma r_0^2 / 15 \quad (20)$$

(μ Permeabilität, σ elektrische Leitfähigkeit in $\Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$, r_0 Radius des kalten Drahtes in m). Nach dieser Beziehung ergeben sich bei den hier verwendeten Drahtdurchmessern im ungünstigsten Fall 107 nsec.

Die allenfalls während des Schmelzvorganges auftretenden radialen Inhomogenitäten (s. z. B. Modell der Schmelzwelle¹¹) spielen zu diesem Zeitpunkt ebenfalls keine Rolle mehr. Die längs der Drahtachse sich einstellenden Inhomogenitäten, wie z. B. die bekannten Schichtenbildungen, bilden sich erfahrungsgemäß erst beim Beginn der starken Expansion aus, da sie mit einer örtlich bevorzugten Verdampfung einhergehen.

Wie man aus der Tabelle entnehmen kann, variieren die erreichten Energiedichten etwa um einen Faktor 2. Bei nicht zu großen Längenunterschieden sind sie offensichtlich in erster Linie von der Ladespannung der Kondensatorbatterie und den Umgebungsbedingungen des Drahtes abhängig und weniger von den Drahtabmessungen. So wurde hier beispielsweise bei Explosionen in Luft im Mittel eine Energiedichte von 2,4 J/mg erreicht, ein Wert, der übrigens in gutem Einklang mit den von verschiedenen anderen Autoren erhaltenen übereinstimmt^{8,12,13}. Diese Energiedichte entspricht nach (1) einer Temperatur von rund 4000 K. Bis zu dieser Temperatur erweisen sich dementsprechend auch die Widerstands- und Energiekurven für die verwendeten Drahtabmessungen und Ladespannungen als nahezu deckungsgleich.

Der Einfluß des Wassers auf den zeitlichen Verlauf der elektrischen Meßgrößen beruht ganz offen-

sichtlich auf seiner geringen Kompressibilität. Bei Luft zeigte eine Erhöhung des Druckes bis zu 150 at keinen nachweisbaren Einfluß auf die elektrischen Meßwerte. Die durch das Wasser insbesondere bei hohen Drücken bewirkte Verzögerung des Expansionsbeginns hat neben einer höheren Energiedichte naturgemäß auch die Erreichung einer höheren Temperatur im Zustand der ursprünglichen Dichte zur Folge.

Eine Mittelung aller unter den drei ausgewählten Umgebungsbedingungen (Luft 1 at, Wasser 1 at und Wasser 1000 at) erhaltenen Temperaturwerte ergibt: 4750 K, 5680 K und 6790 K. Schätzt man nach (19b) die zugehörigen mittleren Drücke ab, so ergeben sich: 185 at, 680 at und 1980 at. Es ist bemerkenswert, daß der Unterschied zwischen den beiden letzten Werten grob vergleichbar mit der statischen Druckdifferenz von 999 at bei den Unterwasserexplosionen ist.

Sowohl der eindeutige Einfluß des Umgebungsdruckes auf die vor dem Expansionsbeginn erreichbaren Temperaturen als auch die Größenordnung der aus der Dampfdruckformel (19b) — selbst unter der Einschränkung, daß diese nur näherungsweise stimmt — errechneten Drücke zeigen eindeutig, daß die Ursache für die erst weit oberhalb des normalen Siedepunktes (für Kupfer 2855 K) einsetzende merkliche Verdampfung bei elektrischen Drahtexplosionen nicht wie von verschiedenen Autoren vermutet, der Pinch-Druck ist. Bennett et al.¹² haben bereits darauf hingewiesen. Der Pinch-Druck steigt gegen die Drahtachse zu parabolisch an und hat lediglich zur Folge, daß die Verdampfung an der Oberfläche einsetzen muß. Der hier nachgewiesene Einfluß der Umgebungsbedingungen auf den Zeitpunkt des Einsatzes der Verdampfung dürfte vielmehr folgenden Grund haben:

Bei sehr rascher Aufheizung des Drahtes findet der sich über der Drahtoberfläche zunächst ausbildende Dampfschlauch nicht genügend Zeit, in den Umgebungsbereich abzudiffundieren. Der Dampfdruck an der Drahtoberfläche ist somit vorübergehend höher als der statische Umgebungsdruck. Dies führt bereits bei Explosionen in Luft von 1 at zu einer erhöhten Siedetemperatur. Bei Einbettung des Drahtes in wenig kompressible Umgebungsmedien tritt dieser Effekt, insbesondere unter erhöhten äußeren Drücken, zwangsläufig noch verstärkt auf.

- ¹ H. Jäger, Z. Naturforsch. **27 a**, 1586 [1972].
- ² M. Pillsticker, Forschungsbericht BMWF-FB K 68-27.
- ³ R. C. Maninger, Exploding Wires **3**, 47 (Hrsg. W. G. Chace u. H. K. Moore, Plenum Press, New York 1964).
- ⁴ K. K. Kelley, Bureau of Mines Bulletin 584.
- ⁵ R. W. Ditchburn u. J. C. Gilmour, Rev. Mod. Phys. **13**, 310 [1941].
- ⁶ E. A. Moelwyn-Hughes, Physikalische Chemie, Georg Thieme Verlag, Stuttgart 1970.
- ⁷ E. David, Z. Physik **150**, 162 [1958].
- ⁸ M. Keilhacker, Z. angew. Phys. **12**, 49 [1960].
- ⁹ C. J. Smithells, Metals Reference Book, Vol. 1 and 2, 3rd Edition, Butterworths, London 1962.
- ¹⁰ M. G. Haines, Proc. Phys. Soc. London **74**, 576 [1959].
- ¹¹ L. Vermij, Z. angew. Phys. **28**, 316 [1970].
- ¹² F. D. Bennett, G. D. Kahl u. E. H. Wedemeyer, Exploding Wires **3**, 65 [1964].
- ¹³ F. H. Webb, H. H. Hilton, P. H. Levine u. A. V. Tolstrup, Exploding Wires **2**, 37 [1961].