

Aus dem Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

Über den auf einer Kohleanode umlaufenden Lichtbogenansatz

Von

W. LOCHTE-HOLTGREVEN

Mit 1 Figur im Text

(Eingegangen am 12. März 1956)

Der von GÜNTHERSCHULZE vor einigen Jahren beschriebene Koronarotationseffekt hat eine enge Beziehung zur Wanderung des anodischen Brennfleckes bei einem Gleichstromlichtbogen. Daraus ergibt sich ein neuer Einblick in den Mechanismus, der die Wanderung des Brennfleckes hervorruft. Dieser Mechanismus bestätigt sich durch Beobachtungen am Lichtbogen sowie durch eine Abschätzung der auf ihn wirkenden Kräfte.

In einigen 1935 bzw. 1936 veröffentlichten Arbeiten haben A. GÜNTHERSCHULZE¹ und Mitarbeiter einen Rotationseffekt an sprühenden Drähten untersucht. Dieser Effekt läßt sich kurz folgendermaßen beschreiben: Ein zwischen zwei Halterungen lose ausgespannter Draht wird mit einem Pol einer Hochspannungsquelle verbunden (Transformator oder auch hochgespannter Gleichstrom), der Gegenpol ist zu einer festen, dem Draht parallel laufenden Schiene geführt. Wird die Hochspannung eingeschaltet, so fängt der Draht an zu sprühen (Koronaentladung). Wird der Draht noch zusätzlich von einer ebenfalls auf Hochspannung befindlichen Stromquelle aus erhitzt, so stellt sich ein Bewegungsphänomen ein, der Draht rotiert um die durch die kürzeste Verbindung der beiden Halterungen gegebene Achse. Die räumliche Lage des Drahtes — ob horizontal oder vertikal — ist dabei ohne Bedeutung. Der Effekt beruht nicht auf einer Luftströmung, da er ebenso gut auftritt, wenn der Draht von einem entsprechend weiten Glasrohr umschlossen wird, wobei der Gegenpol außerhalb des Glasrohres liegen kann. Schließlich kann der Gegenpol auch aus einem konzentrisch den Draht umschließenden Metallrohr bestehen, ja in diesem Falle ist der Effekt besonders kräftig. Die Rotation erfolgt in der einen oder der anderen Drehrichtung. Die Drehrichtung läßt sich durch einen Anfangsimpuls vorgeben; fehlt ein solcher, so ist der Drehsinn zufällig.

Nach GÜNTHERSCHULZE kann man den Effekt wie folgt verstehen: Beim Sprühen verlassen Ladungsträger eines Vorzeichens den Draht.

¹ GÜNTHERSCHULZE, A., u. H. J. HESSE: Z. Physik **97**, 113 (1935); **98**, 476 (1935) sowie GÜNTHERSCHULZE, A., u. H. BETZ: Z. Physik **100**, 269 (1936).

Letzterer umgibt sich also mit einer Raumladung gleichen Vorzeichens, die im symmetrischen Falle überall gleiche Dicke aufweist. Bei geheiztem Draht ist diese Dicke noch abhängig von der Temperatur, da erhöhte Temperatur die Diffusion der Ladungsträger begünstigt. Kommt nun der Draht aus irgendeinem Anlaß etwas in Bewegung, so wird die Raumladungswolke unsymmetrisch, in Bewegungsrichtung dünner, hinter dem Draht dicker. Damit erfährt der Draht aus der nun unsymmetrischen, gleichnamig geladenen Ladungswolke heraus eine abstoßende Kraft, die ihn weiter in Bewegungsrichtung vorantreibt. Aus der linearen Bewegung wird wegen der Drahteinspannung eine Rotationsbewegung. Der Umlaufsinn ist von Zufälligkeiten bei Beginn der Bewegung abhängig, er kann ebenso gut in der einen wie in der anderen Richtung erfolgen. GÜNTHERSCHULZE konnte weiter feststellen, daß stärkere Heizung oder stärkere Hochspannung im gleichen Sinne wirken: Die Rotationsgeschwindigkeit steigt. Dies ließ sich darauf zurückführen, daß in beiden Fällen der Unterschied der Potentialgradienten vor bzw. hinter dem Draht zunimmt, so daß letzterer stärkeren Kräften unterliegt. Andererseits bewirkt abnehmender Gasdruck den umgekehrten Effekt: die Rotationsgeschwindigkeit sinkt und schließlich hört die Rotation überhaupt auf. Offenbar ist im zunehmend verdünnten Gase der Unterschied der Potentialgradienten kleiner und zudem die Raumladungswolke leichter verschiebbar, so daß die abstoßenden Kräfte keine genügende Rückwirkung mehr auf den Draht ausüben können.

Wir betrachten nun einen elektrischen Lichtbogen zwischen Kohlelektroden. Auch hier haben wir einen heißen Stromfaden, der Ladungsträger durch Diffusion an den Außenraum abgibt. Im Gegensatz zu den Versuchen von GÜNTHERSCHULZE handelt es sich hier aber um ambipolare Diffusion; es wandern gleichviel Ladungsträger beiderlei Vorzeichens nach außen und eine Raumladung um den Bogen bildet sich nicht aus. Anders wird die Sachlage aber bei einem Gleichstrombogen in Elektrodennähe: Nach den Untersuchungen von FINKELNBURG² bildet sich um den Lichtbogen in Anodennähe eine Potentialverteilung, wie in Fig. 1 angegeben. Während das Bogenplasma kurz vor der Anode (Potential 0) ein Potential von etwa -30 V aufweist, ist die Umgebung auf etwa -20 V, d. h. gegenüber dem Bogen positiv geladen. FINKELNBURG hat diese Potentialverteilung direkt mit Sonden gemessen; zu ganz ähnlichen Potentialverteilungen kommt man aber auch aus theoretischen Überlegungen³. Sehen wir den Potentialverlauf der Fig. 1 als gegeben an, so ist der Bogen in Anodennähe von einer Raumladungs-

² FINKELNBURG, W., u. S.M. SEGAL: Phys. Rev. **83**, 582 (1951).

³ BEZ, W., u. K.-H. HÖCKER: Z. Naturforsch. **10a**, 714 (1955). Je nach der Stromstärke kann die Raumladungswolke auch negatives Vorzeichen haben. Unsere Überlegungen bleiben mutatis mutandis ebenso gültig.

wolke umgeben. Tritt jetzt eine geringe Bewegung des Bogens etwa durch geringfügige Wanderung des Brennfleckes ein, so macht offenbar auch hier sich der von GÜNTHERSCHULZE beobachtete Effekt bemerkbar. Der Bogen fängt an zu wandern. Dies führt auf der heißen Anode, auf der er ungehindert beweglich ist, zu einer kreisenden Bewegung, d. h. zu dem von TROTTER⁴ und anderen beschriebenen Bewegungsphänomen. Dieses Bewegungsphänomen läßt sich bei stroboskopischer Beobachtung leicht nachweisen. Es besteht aus einem leuchtenden „Komma“, das auf der heißen Anodenfläche umläuft. Es tritt besonders deutlich unmittelbar nach dem Zischen bei sehr geringem Elektrodenabstand in Erscheinung, sein Auftreten ist von einem lauten pfeifenden Ton begleitet, dessen Tonhöhe der Umlauffrequenz des Bogenansatzes entspricht. Offenbar sind kurz nach dem Zischen die Potentialverteilungen um den Bogen besonders extrem⁵. An der Kathode wirken andererseits zwei Umstände einem solchen Bewegungsphänomen entgegen: Erstens wechselt nach FINKELNBURG die Raumladung kurz vor der Kathode ihr Vorzeichen (s. Fig. 1), außerdem

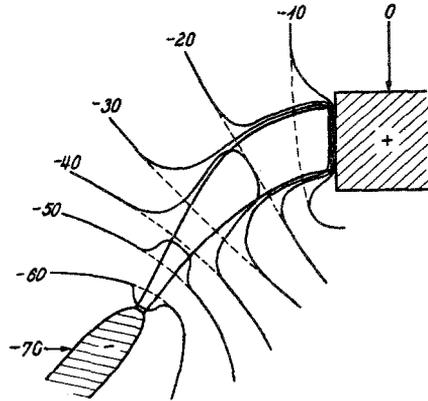


Fig. 1. Schematische Darstellung des Potentialverlaufes in und um einen Kohlebogen nach FINKELNBURG

ist sie dem absoluten Betrage nach geringer als an der Anode, zweitens aber ist der Brennfleck auf der sonst kälteren Kathode weniger beweglich.

Für die Richtigkeit unserer Deutung sprechen folgende Tatsachen und Überlegungen:

1. Der Rotationssinn des „Komma“ auf der Anode verläuft links oder rechts herum je nach den zufälligen Anfangsbedingungen*. Am einfachsten beobachtet man einen Kohlebogen ganz ohne stroboskopische Einrichtung, indem man die Anode vergrößert auf eine Wand abbildet. Belastet man nun den Bogen bis zum Einsatz des Zischens und vermindert langsam die Stromstärke bis zum Beginn des Pfeifens, so kann man die einsetzende Rotation des Brennfleckes in dem einen oder anderen Umlaufsinn recht augenfällig erkennen. Eine einmal aufgetretene

* Damit entfällt die Möglichkeit, das Phänomen auf Magnetfelder des Bogenstromes zurückzuführen.

⁴ MACGREGOR-MORRIS, J. T.: Trans. Illum. Engng. Soc. 5, 123 (1940), dort auch Zusammenstellung weiterer Literatur über diesen Effekt.

⁵ Siehe hierzu besonders W. BEZ u. K.-H. HÖCKER, Z. Naturforsch. 10a, 714 (1955).

Drehrichtung wird beibehalten, kann aber durch geeignete Magnetfelder gebremst und in die entgegengesetzte Drehrichtung übergeführt werden, die dann ohne äußeren Eingriff wieder bestehen bleibt.

2. Die Umlauffrequenz des Brennfleckes steigt mit wachsendem Bogenstrom und mit abnehmender Bogenlänge⁶. Offenbar sind diese Variationen geeignet, den radialen Potentialgradienten in Anodennähe zu verstärken, sie entsprechen also dem Erhöhen der Spannung bzw. der Heizung bei GÜNTHERSCHULZE.

Wir haben weiter versucht, einen Lichtbogen bei verschiedenen Drucken zu brennen, um analog zu den Versuchen von GÜNTHERSCHULZE eine Abhängigkeit der Rotationsfrequenz vom Druck nachzuweisen. Diese Versuche sind indessen nicht gelungen, weil mit abnehmendem Drucke die Bogenform und damit wohl auch die Potentialverteilung um den Bogen anders wird. Ebenso wenig führten Versuche zum Ziele, die Potentialverteilung in Anodennähe durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes zu verändern. Dazu haben wir einen Metallzylinder isoliert um die Anode aufgestellt und Spannungen bis zu einigen hundert Volt zwischen Anode und Zylinder angelegt. Es zeigte sich jedoch, daß die große Leitfähigkeit der Bogengase die Ausbildung einer hohen radialen Feldstärke in unmittelbarer Nähe der Anode verhinderte.

Zum Schluß sei eine Abschätzung der auf den umlaufenden Bogen wirkenden Kräfte gegeben, die unsere Deutung in gewissem Umfange stützt.

Dazu entnehmen wir der Höhe des vom umlaufenden Bogenansatz erzeugten Tones eine Frequenz von etwa $\nu = 600$, d. h. $\omega = 2\pi \nu \approx 3600$ Hz. Die lineare Geschwindigkeit des auf einem Kreise mit dem Durchmesser $2r \approx 3$ mm umlaufenden Brennfleckes beträgt dann etwa 500 cm/sec. Die REYNOLDSSche Zahl läßt sich dann aus $Re = \frac{\rho \cdot d \cdot v}{\eta}$ mit $\eta = 5 \cdot 10^{-4}$ Poise als Zähigkeit der Luft bei etwa 1000°C, $d = 0,2$ cm (Durchmesser des Bogens in Anodennähe) und $\rho = 4 \cdot 10^{-4}$ g/cm³ zu etwa 80 abschätzen. Der kleine Wert dieser Zahl ist offenbar durch die kleinen Dimensionen des Lichtbogens in Anodennähe gegeben. Trotz dieses niedrigen Wertes für Re ist die Strömung hier vermutlich schon turbulent. Die Widerstandskraft, die dem umlaufenden Bogen durch Reibung im erhitzten Gase entgegenwirkt, ist dann $K_r = c \cdot \frac{1}{2} \rho v^2 \cdot F$, mit $c = 1,5$ ⁷. Einsetzen der obigen Werte ergibt $K_r \approx 75 \cdot F$ dyn, wobei F die für den Reibungswiderstand maßgebliche Fläche bedeutet.

Diese Reibungskraft wird durch Kräfte kompensiert, die aus den Raumladungen stammen. Wir stellen uns dazu senkrecht zu den

⁶ MACGREGOR-MORRIS, J. T.: I. c. S. 135.

⁷ Der Wert von $c \approx 1,5$ gilt bei $Re \approx 80$ sowohl für die umströmte Kugel wie auch für einen Zylinder. Vgl. PRANDTL, L.: Strömungslehre, S. 173. F. Vieweg & Sohn 1944.

Äquipotentialflächen der Fig. 1 verlaufende Feldlinien vor, die einerseits in der Raumladung in unmittelbarer Umgebung des Bogens, andererseits an der Anode enden. Längs dieser Feldlinien herrscht ein Zug der Größe $P_{el} = \frac{1}{8\pi} \mathcal{E}^2$. Entnimmt man den FINKELNBURGSchen Messungen für den Gleichgewichtsfall ein radiales Potentialgefälle von etwa 20 V auf 0,1 mm, so ergibt sich eine Feldstärke von 2 kV/cm bzw. 7 cgs. Der — allseitige — elektrische Zug aus der Raumladungswolke beträgt dann etwa 2 dyn/cm², die angreifende Kraft $2 \cdot F$ dyn. Diese Kräfte wachsen aber sofort, wenn der Bogen in Bewegung ist. Wir stellen uns vor, daß „vor“ dem Bogen der Potentialgradient steigt, „hinter“ dem Bogen aber abnimmt. Bei Vergrößerung der Feldstärke „vor“ dem Bogen um einen Faktor 6 ist die elektrische Zugkraft gleich der oben berechneten Reibungskraft, während die „hinter“ dem Bogen angreifende Zugkraft zu vernachlässigen ist, so daß das Bewegungsphänomen erhalten bleibt.

Man kann dieser sehr groben Abschätzung entnehmen, daß die aus den Raumladungen resultierenden Kräfte vermutlich in der Lage sind, das Bewegungsphänomen hervorzurufen, während andererseits auch deutlich wird, daß ganz spezielle Bedingungen erfüllt sein müssen (große radiale Feldgradienten vor dem Bogen), die nur bei ausreichender Bogen- geschwindigkeit auftreten und offenbar bei geringer Bogenlänge und kurz nach dem Zischen (große anodische Stromdichte) am größten sind.

Herrn Dr. H. GRIEM danke ich für mannigfache Hilfe.
