

Zur Theorie des Quecksilber-Kathodenflecks.

Von

THEODOR WASSERRAB, Mannheim.

Mit 4 Figuren im Text.

(Eingegangen am 12. Mai 1951.)

Veranlaßt durch die von früheren Messungen größenordnungsmäßig abweichenden neuen Ergebnissen von FROOME, wonach die Stromdichte im Quecksilber-Kathodenfleck 10^6 A/cm² übersteigen kann, wird eine Deutung der Vorgänge mit Hilfe der Feldemission versucht. Es gelingt mit Hilfe der von MACKEOWN abgeleiteten Gleichung über die bipolare Raumladungsströmung sowie der Feldemissionsgleichung von FOWLER und NORDHEIM, einen Zusammenhang zwischen den an der Kathode auftretenden Stromdichten und der Feldstärke sowie der Elektronenaustrittsarbeit des Kathodenwerkstoffes herzustellen. Die Energiebilanz an der Kathodenoberfläche zeigt sodann, daß die Elektronenströmung die Ionenströmung überwiegen muß. Es ergibt sich außerdem, daß die Ionenstromdichte, bei den im Kathodenfleck herrschenden Verhältnissen, einen bestimmten, lediglich durch den Kathodenwerkstoff definierten Betrag besitzt. Demgemäß sind auch alle mit der Ionenströmung unmittelbar zusammenhängenden Vorgänge weitgehend konstant. Dies betrifft insbesondere auch die im Kathodenfleck verdampfte Quecksilbermenge, welche in dem im Abstand einer freien Weglänge von der Kathode entfernten Ionisationsraum nahezu vollständig ionisiert wird und als Ionenströmung zur Kathode zurückkehrt. Eine Überschlagsrechnung zeigt, daß im Kathodenfleck eine Temperatur von etwa 1900° C besteht. Abschließend wird auch die Impulsbilanz mit den bekannten Meßwerten in Übereinstimmung befunden.

Nachdem die *thermische Theorie* des Quecksilber-Kathodenflecks von J. STARK [1] insbesondere durch die Versuche von H. STOLT [2], [3] unhaltbar geworden war, hatte man nach einem Vorschlag von I. LANGMUIR [4] die SCHOTTKYSche *Theorie der Feldemission* [5], [6] für die Deutung herangezogen. Diese schien in der damaligen klassischen Formulierung eine auch quantitativ durchaus befriedigende Lösung darzustellen. Die spätere wellenmechanische Ableitung der Feldemission durch R. H. FOWLER und L. W. NORDHEIM [7] ergab jedoch die auch experimentell bestätigte Tatsache [8], daß für die Elektronenemission elektrische Feldstärken von mindestens $3 \cdot 10^7$ V/cm erforderlich sind, wodurch auch der LANGMUIRSche Vorschlag problematisch wurde.

Als Ausweg aus diesen Schwierigkeiten wurde sodann die „*Dampfbojen*“-Theorie, ein Vorschlag von J. SLEPIAN [9] betrachtet, welcher den Ort der Ladungsträgererzeugung nicht in die Kathodenoberfläche, sondern in einen in geringem Abstand davon befindlichen sog. „*Ionisationsraum*“ verlegt. W. WEIZEL, R. ROMPE und M. SCHÖN [10], [11] haben diesen Gedanken später ausführlich diskutiert, ohne jedoch eine

völlig befriedigende Deutung geben zu können. Obwohl z.B. die Tendenz zur Querkontraktion des kathodischen Entladungsteiles erklärt werden konnte, blieben wichtige Punkte, wie z.B. die Energiebilanz des Ionisationsraumes offen.

Eine grundlegende Änderung dieser Situation wurde vom Jahre 1946 ab durch die Meßergebnisse von K. D. FROOME [12] bis [16], J. D. COBINE und C. J. GALLAGHER [17] und J. R. HAYNES [18] herbeigeführt. Nachdem früher allen theoretischen Untersuchungen der von GÜNTHER-SCHULZE [19] mit Hilfe eines rotierenden Spiegels photographisch (Belichtungszeit kürzer als 10^{-2} s) ermittelte Wert für die Kathodenfleck-Stromdichte von 4000 A/cm^2 zugrunde gelegt worden war, wurden nunmehr mit Hilfe von Photographien, deren Belichtungszeit durch eine Kerrzelle bis auf 10^{-7} s verkürzt werden konnte, Stromdichten von über 10^6 A/cm^2 festgestellt. Dieser Befund ließ eine neuerliche Beschreibung der Vorgänge im Kathodenfleck aussichtsreich erscheinen und veranlaßte damit die nachstehende theoretische Untersuchung.

1. Die Vorgänge an der Kathodenoberfläche.

Wenn man im Anschluß an die Betrachtungen von W. WEIZEL, R. ROMPE und M. SCHÖN [10], [11] den Kathodenstrom als reinen Ionenstrom auffaßt, dann ergeben sich folgende Verhältnisse:

Tabelle 1.

Stromdichte j_+ A/cm ²	Schichtdicke d cm	Feldstärke E V/cm
10^4	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$3,8 \cdot 10^6$
10^5	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^7$
10^6	$3,5 \cdot 10^{-7}$	$3,8 \cdot 10^7$
10^7	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^8$

Aus dem Plasma der positiven Säule strömen Quecksilberionen mit einer durch die Raumladungsgleichung bestimmten Stromdichte

$$j_+ = 3,85 \cdot 10^{-9} \frac{U^{\frac{3}{2}}}{d^2} \frac{A}{V^{\frac{1}{2}}}$$

in die Kathodenoberfläche. Die dabei dort auftretende Feldstärke

$$E = \frac{4}{3} \frac{U}{d}$$

wird durch die Dicke d und den Spannungsabfall U des Raumladungsgebietes bestimmt.

Unter der Annahme, daß der Spannungsabfall dieser Raumladungsströmung $U \approx 10 \text{ V}$ beträgt, ergeben sich die in Tabelle 1 zusammengestellten Zahlenwerte.

Diese Zahlen zeigen, daß bei den von FROOME beobachteten Stromdichten bereits so hohe Feldstärken zu erwarten sind, daß die Elektronenfeldemission nicht mehr vernachlässigt werden kann, was offenbar mit obiger Annahme einer reinen Ionenströmung nicht mehr verträglich ist und erfordert, die Entladung im Kathodenfall als ambipolare Strömung

(zwei Strömungen mit entgegengesetzter Strömungsrichtung und verschiedener Ladungspolarität) zu behandeln. Die mathematische Behandlung dieses Falles ist bereits von S. S. MACKEOWN [20] durchgeführt worden und ergab für die an der Kathodenoberfläche entstehende Feldstärke E in Abhängigkeit von Elektronen- und Ionenstromdichte die Gleichung

$$E^2 = 7,57 \cdot 10^5 (U)^{\frac{1}{2}} [j_+ 605 - j_-] V^{\frac{3}{2}} \text{cm}^2 \text{A}^{-1}.$$

Da die gesamte Stromdichte durch die Summe von Elektronen- und Ionenstromdichte gebildet wird

$$j = j_- + j_+$$

so kann man (mit $U \approx 10 \text{ V}$) die MACKEOWN-Gleichung auch schreiben

$$\frac{E^2}{j} = 2,4 \cdot 10^6 \frac{\frac{j_+}{j_-} 605 - 1}{\frac{j_+}{j_-} + 1} V^2 \text{A}^{-1}.$$

Die durch die Feldstärke E an der Kathodenoberfläche bestimmte Elektronenstromdichte j_- wird durch die FOWLER- und NORDHEIM-Formel [7] beschrieben

$$j_- = 6,2 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\Phi} \exp(-6,8 \cdot 10^7 V^{-\frac{1}{2}} \text{cm}^{-1} \Phi^{\frac{3}{2}}/E) \text{AV}^{-1},$$

wobei $e\Phi$ die Elektronenaustrittsarbeit der betreffenden Kathode kennzeichnet. Auch diese Gleichung läßt sich auf die Gesamtstromdichte beziehen (*Feldemissionsgleichung*).

$$\frac{E^2}{j} = \frac{E^2}{j_-} \frac{1}{1 + \frac{j_+}{j_-}} = \frac{1,62 \cdot 10^5 \Phi}{1 + \frac{j_+}{j_-}} \exp(6,8 \cdot 10^7 V^{-\frac{1}{2}} \text{cm}^{-1} \Phi^{\frac{3}{2}}/E) \text{VA}^{-1}.$$

Damit ist die Möglichkeit gegeben, diese beiden Gleichungen gemeinsam graphisch auszuwerten, siehe Fig. 1, für eine Kathode mit der Austrittsarbeit $e\Phi = 2 \text{ eV}$, wobei für die Feldemissionsgleichung verschiedene Feldstärken als Parameter gewählt wurden. Diese graphische Darstellung liefert Schnittpunkte, welche für eine vorgegebene Kathodenfeldstärke die zugehörige Gesamtstromdichte und das Verhältnis von Ionen- zu Elektronenstrom angeben.

Um den Einfluß der Elektronenaustrittsarbeit in der Feldemissionsgleichung auf den Entladungsmechanismus abschätzen zu können, wurden die in Fig. 1 dargestellten Kurven auch für die Elektronenaustrittsarbeiten von $e\Phi = 0,5$ und $4,75 \text{ eV}$ bestimmt. In Fig. 2 ist das Ergebnis dieser graphischen Auswertung gezeigt, wobei in Abhängigkeit von der Gesamtstromdichte das Verhältnis von Ionen- zu Elektronenstrom für die drei erwähnten Austrittsarbeiten dargestellt ist. Man

erkennt, daß für eine reine Quecksilberoberfläche ($e\Phi = 4,75 \text{ eV}$) Entladungsstromdichten über 10^6 A/cm^2 erforderlich sind, unabhängig von dem sich jeweils einstellenden Ionen- und Elektronenstromverhältnis. Wird die Elektronenaustrittsarbeit verkleinert, entweder durch die Wahl eines anderen Kathodenmaterials oder durch bestimmte oberflächlich adsorbierte Schichten, so wird gleichzeitig auch die Entladungsstromdichte stark verringert. In jedem Falle wird die Gesamtstromdichte

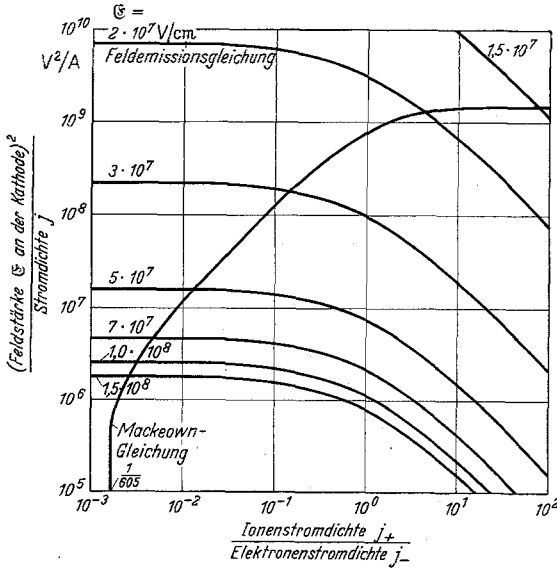


Fig. 1. Graphische Darstellung der MACKEOWN- und der Feldemissions-Gleichung, abhängig von dem Verhältnis der Ionen zur Elektronenstromdichte.

dann den zu einer bestimmten Austrittsarbeit gehörigen Minimalwert erreichen, wenn eine reine Ionenströmung zur Kathode fließt. Im Falle einer reinen Elektronenströmung sind dagegen besonders hohe Stromdichten charakteristisch.

Die vorstehende Betrachtung vermag über das Verhältnis von Ionen zu Elektronenstrom noch keine Auskunft zu geben. Diese kann erst durch eine Energiebilanz an der Kathodenoberfläche erhalten werden. Es soll dabei nur eine für den vorliegenden Zweck ausreichende grobe Abschätzung ausgeführt werden, wobei weitgehend die Ausführungen von K. T. COMPTON [21] herangezogen werden.

Die Energiezufuhr zur Kathode erfolgt durch die Ionenströmung welche der Fläche F in der Zeit t die kinetische Energie $j_+ \cdot U F t$ ($U \approx 10 \text{ V}$), die Rekombinationsenergie [Ionisierungsenergie ($e U_j = 10,4 \text{ eV}$) vermindert um die Austrittsarbeit ($e\Phi = 4,75 \text{ eV}$) des neutralisierenden Elektrons] $j_+ (U_j - \Phi) F t$ und die Kondensationswärme $j_+ \cdot 0,62 F t$ ($= j_+ \cdot L F t m_+ / e$, wobei die Kondensationswärme $L = 310 \text{ W/g}$ und $m_+ / e = 2 \cdot 10^{-3} \text{ g/As}$ für Hg betragen) an das Kathodenmetall abgeben:

$$j_+ (U + U_j - \Phi + 0,62 \text{ V}) = j_+ \cdot 16,3 F t \text{ V.}$$

Die Energieabgabe wird bestimmt durch die Verdampfung aus dem Kathodenfleck $(0,95 j_+ F t \text{ V} = j_+ \frac{m_+}{e} (L + c \Delta \Theta) F t$, die spezifische Wärme wurde mit $c = 0,14 \text{ W/g}^\circ$ und die Kathodenflecktemperatur mit 1900° C angenommen. Nähere Angaben über die Verdampfung aus dem

Kathodenfleck folgen weiter unten) und die Wärmeleitung in das Kathodensilber ($\approx 2,7 \cdot j$ nach GÜNTHER-SCHULZE [19]).

Damit erhält man insgesamt:

$$16,3 \cdot j_+ = 0,95 \cdot j_+ + 2,7 (j_+ + j_-)$$

bzw. für das Verhältnis von Elektronen- und Ionenstromdichte

$$j_- \approx 4,65 j_+$$

falls keine Reflexion der Ionen erfolgt (Akkommodationskoeffizient $a = 1$). K. T. COMPTON [21] schätzte für Hg: $1,0 > a > 0,9$; d. h. die Elektronenstromdichte überwiegt die Ionenstromdichte. Dieser Befund wird später bei der Betrachtung der Vorgänge im Ionisationsraum seine Bestätigung finden.

Vorerst sollen jedoch die Ladungsträgerströmungen noch etwas näher betrachtet werden.

Die Beobachtungstat-
sache, daß die Größe des Kathodenfalles U sowohl von der Stromstärke als auch vom Dampfdruck des Entladungsraumes weitgehend unabhängig ist, deutet darauf hin, daß die Vorgänge im Kathodenfleck im wesentlichen nur vom Kathodenwerkstoff abhängig sind. Da sich der Entladungsstrom aus Elektronen- und Ionenstrom zusammensetzt, kann man unter Benützung der oben abgeleiteten Beziehungen Elektronen- und Ionenstromdichte in Abhängigkeit von der Gesamtstromdichte für einen bestimmten Werkstoff (gekennzeichnet durch seine Elektronenaustrittsarbeit) ermitteln. In Fig. 3 sind die diesbezüglichen Kurven für einen Werkstoff mit der Austrittsarbeit 2 V graphisch dargestellt und man erkennt, daß bei höheren Stromdichten, bei welchen die Entladung im wesentlichen eine Elektronenstromdichte darstellt, die Ionenstromdichte einen nahezu konstanten Wert besitzt.

Da sich aus der Energiebilanz an der Kathodenoberfläche ergab, daß die Entladung im Kathodenfall durch $j_- > j_+$ gekennzeichnet ist, so folgt daraus, daß die Ionenstromdichte lediglich durch den Kathodenwerkstoff bestimmt wird und von der Entladung weitgehend unabhängig ist.

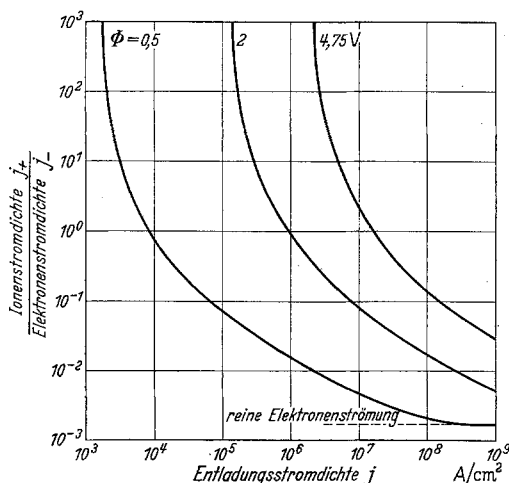


Fig. 2. Graphische Darstellung der Entladungsstromdichte, abhängig von dem Verhältnis der Ionen- zur Elektronenstromdichte für verschiedene Elektronenaustrittsarbeiten (erste Näherung).

Demgemäß werden offenbar auch alle durch die Ionenströmung bestimmten Vorgänge gleichfalls weitgehend konstant sein; dies gilt insbesondere für die an der Kathodenoberfläche umgesetzte Energie, die verdampfte Quecksilbermenge usw., womit eine befriedigende Deutung für obigen experimentellen Befund erbracht sein dürfte.

Untersuchungen von J. W. BEAMS [22] haben gezeigt, daß die Feldemission verunreinigter Hg-Oberflächen bereits bei Feldstärken von

$3,5 \cdot 10^5$ V/cm einsetzte, während sie bei reinen Hg-Oberflächen erst bei $1,8 \cdot 10^6$ V/cm erfolgt. Damit ist die bereits erwähnte Abhängigkeit der Kathodenfleckdaten von der Austrittsarbeit des Kathodenmaterials nochmals bestätigt.

KOBEL [23] hat in einer besonderen Anordnung, bei welcher das Quecksilber der Fleckumgebung sehr intensiv gekühlt war, so daß die Verdampfung aus der Umgebung des Kathodenfleckes einen sehr viel geringeren Beitrag lieferte als es bei anderen Messungen der Fall war, den bemerkenswert geringen Verdampfungswert von

$$M = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ g/As}$$

erhalten. Es ist dabei zu bedenken, daß durch diese Messung nur derjenige Dampfanteil bestimmt werden konnte, welcher nicht im Ionisierungsraum ionisiert wurde und als Ionenstrom zur Kathode zurückkehrte.

Bei Berechnungen der verdampfenden Quecksilbermenge im Kathodenfleck M_K wird man daher immer den Ionenstromanteil $M_+ = m_+/e = 2 \cdot 10^{-3}$ g/As der in den Messungen notwendigerweise nicht erfaßt wird, berücksichtigen müssen:

$$M_K = M_+ + M.$$

Durch Vergleich des Ionenstromanteils mit dem KOBELschen Wert

$$\frac{M_+}{M} = \frac{2 \cdot 10^{-3}}{1,7 \cdot 10^{-5}} = 118$$

gelangt man zu der wichtigen Feststellung, daß der *überwiegende Teil des verdampften Quecksilbers wieder in Form von Ionen an die Kathodenoberfläche zurückkehrt*, während nur ein sehr kleiner Teil weiterströmt. Für überschlägige Betrachtungen wird man außerdem $M_K \approx M_+$ setzen

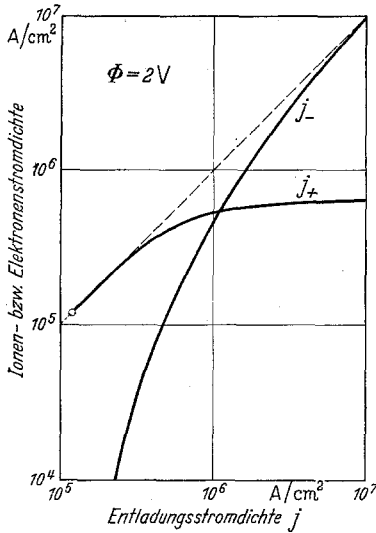


Fig. 3. Ionen- bzw. Elektronenstromdichte in Abhängigkeit von der Entladungsstromdichte für einen Kathodenwerkstoff mit der Elektronenaustrittsarbeit 2 V.

können ohne einen nennenswerten Fehler zu begehen (s. obige Energiebilanz an der Kathodenoberfläche!)

Damit ist gleichzeitig eine wertvolle Aussage über den Ionisierungsgrad im Ionisationsraum gewonnen. Offenbar muß dort eine nahezu vollständige Ionisierung der Dampfatome erfolgen, womit eine Beschreibung dieses Raumes mit Hilfe der Theorie des thermischen Plasmas unmöglich erscheint. Für ein Hochdruckplasma erhält man bekanntlich [24] Ionisierungsgrade von etwa 10^{-4} . Im vorliegenden Falle wird man also eine andere Art der Ionisierung annehmen müssen und wird wieder zu der schon von K. T. COMPTON [21] behandelten Stufenionisierung durch im Kathodenfall beschleunigte Elektronen zurückgeführt. Dadurch, daß die Ionisierungsausbeute mit Rücksicht auf die geringe Beschleunigungsspannung kleiner als 1 sein muß, ist damit, unabhängig von dem Ergebnis der Energiebilanz an der Kathodenoberfläche, erneut die Feststellung $j_- > j_+$ gewonnen.

Infolge der intensiven Erzeugung angeregter Atomzustände durch unelastische Elektronenstöße (Stufenionisierung) im Ionisationsraum wird offenbar auch die Strahlungsemission dieses Raumes diejenige des Kathodenflecks, das ist die von der Entladungsströmung getroffenen Quecksilberoberfläche, weitaus übertreffen. Da der aus der Kathode austretende Dampf zweifellos die Tendenz zu einer allseitigen Expansion besitzt, muß notwendigerweise der leuchtende Ionisationsraum einen größeren Querschnitt besitzen als dem eigentlichen Kathodenfleck entspricht. Man wird daher für die in die Rechnung eingehenden *Entladungsstromdichten* im Kathodenfleck *noch höhere Werte* annehmen müssen, als aus den optischen Messungen von FROOME *bisher entnommen* wurde. In Fig. 4 ist die Abhängigkeit der Ionenstromdichte von der Elektronenaustrittsarbeit graphisch dargestellt und man ersieht, daß in der Tat für Quecksilber Ionenstromdichten von über 10^7 A/cm² erhalten werden, womit vorstehende Vermutung ihre Bestätigung findet.

Es ist nunmehr die Frage zu beantworten, wodurch die Ionenstromkonzentration während des Strömens vom Ionisationsraum zur Kathodenoberfläche erzwungen wird. Dafür wird man in erster Linie die elektrostatische Anziehung zwischen Elektronen- und Ionenströmung heranzuziehen haben.

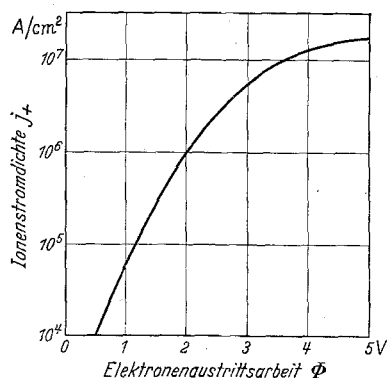


Fig. 4. Ionenstromdichte im Kathodenfleck in Abhängigkeit von der Elektronenaustrittsarbeit des Kathodenwerkstoffes.

Nachdem bisher im wesentlichen die elektrischen Verhältnisse betrachtet wurden, soll nun auf die thermischen eingegangen werden. Diese werden am besten durch die *Temperatur des Kathodenflecks* gekennzeichnet, welche im folgenden aus der verdampfenden Quecksilbermenge abgeschätzt werden soll:

Aus der Messung von KOBEL [23] ging hervor, daß die verdampfende Quecksilbermenge praktisch gleichgesetzt werden kann mit der durch den Ionenstrom transportierten Materie. Da die Ionenstromdichte j_+ eine für vorgegebene Austrittsarbeit Φ charakteristische Größe darstellt, kann damit auch sofort die Quecksilberdampfströmungsdichte $\mathfrak{M}_K \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2 \text{s}} \right]$ angegeben werden

$$\mathfrak{M}_K \approx \mathfrak{M}_+ = j_+ \frac{m}{e} = j_+ \cdot 2 \cdot 10^{-8} \frac{\text{g}}{\text{As}}.$$

Auf Grund der LANGMUIRSchen Beziehung [25] über das Verdampfen in einen Vakuumraum

$$\mathfrak{M}_K = 0,825 \frac{p}{\sqrt{T}} \frac{\text{g grad}^{\frac{1}{2}}}{\text{cm}^2 \text{s Torr}}$$

(wobei der Transmissionskoeffizient $\tau = 1$ gesetzt wurde) kann man den Satteldampfdruck p und mit Hilfe der Dampfdruckgleichung [26] für Quecksilber $\left(\log p = 9,48 - \frac{1}{2} \log T - \frac{3300}{T} \right)$, wobei p in Torr und T in $^{\circ}\text{K}$ einzusetzen ist) die zu der Strömungsdichte \mathfrak{M} gehörige Quecksilbertemperatur T angeben. Man erhält unter den erwähnten Voraussetzungen für Quecksilber eine *Kathodenfleckttemperatur von etwa 1900°C* . Die veröffentlichten pyrometrischen Temperaturmessungen des Kathodenflecks streuen sehr stark (A. GAUDENZI [27] $2087 \pm 25^{\circ}\text{C}$; E. LÜBCKE [28] $\approx 2000^{\circ}\text{C}$; L. TONKS [29] $\approx 1050^{\circ}\text{C}$; A. LUTZ [30] $\approx 400^{\circ}\text{C}$) und werden schon deshalb als unzuverlässig zu bezeichnen sein, weil man beim Anvisieren mit der Meßeinrichtung leicht die Temperatur in benachbarten Teilen ermittelt; man wird deshalb alle optischen Temperaturmessungen mit großer Vorsicht aufnehmen müssen, wie auch von anderer Seite [31] bereits ausführlich erörtert wurde. Wesentlich zuverlässiger scheinen dagegen Temperaturermittlungen zu sein, die nicht optischer Art sind, wobei beispielsweise Metalle bis zum Schmelzpunkt erwärmt werden. Da die Schmelzpunkte für verschiedene Werkstoffe sehr genau bekannt sind, kann auf diese Weise eine Temperaturbestimmung durchgeführt werden. L. TONKS [29] berichtet, daß Metalle mit Schmelzpunkten unterhalb 1850°C vom Quecksilberdampf-Kathodenfleck „erodiert“, während Metalle mit höherem Schmelzpunkt nicht angegriffen werden. Diese wichtige Beobachtung zeigt, daß im Kathodenfleck offenbar Temperaturen zwischen 1850 und 1900°C herrschen, was

sehr gut mit vorstehender Abschätzung aus der verdampften Quecksilbermenge übereinstimmt.

Es muß noch erwähnt werden, daß LOEB [31], ROTHSTEIN [32], [33] und andere im Hinblick auf das „Mikrovolumen“ in welchem diese Temperatur herrscht, vorschlagen, bei der Beschreibung den Temperaturbegriff überhaupt zu vermeiden, da der für das Zustandekommen einer Temperatur erforderliche Energieaustausch fehle.

Um die Richtigkeit der vorstehenden Ableitungen zu prüfen, sei abschließend noch die *Impulsbilanz* im Kathodenfleck aufgestellt. Auch hier brauchen nur die Überlegungen von K. T. COMPTON in Erinnerung gebracht zu werden. Es wurde dort festgestellt, daß die Ionenströmung keinen Beitrag zur Impulsbilanz liefert, da die Größe des von den auftreffenden Ionen ausgeübten Druckes offenbar gleich groß ist der vom elektrischen Feld ausgeübten Zugkraft. Es ist demnach lediglich die Reaktionskraft des abströmenden Dampfes zu berechnen, bzw. die Impulsänderung der an der Kathodenoberfläche reflektierten Molekel. Wenn man in erster Näherung den Akkomodationskoeffizienten wiederum $a=1$ setzt, d.h. den Reflexionsanteil der Ionen vernachlässigt, bleibt lediglich der Reaktionsdruck des Dampfes, dessen elementare Ermittlung (vgl. L. PRANDTL [34]) mit Hilfe des Satttdampfdruckes im Kathodenfleck ($p \approx 1,5 \cdot 10^6$ Torr = $2 \cdot 10^9$ dyn/cm², entsprechend der Temperatur von 1900° C) durchgeführt wurde. Für die Dampfströmung ergibt sich ein auf die Stromdichte j bezogener Reaktionsdruck \hat{p}_K [dyn/cm²]

$$\frac{\hat{p}_K}{j} \approx 40 \frac{\text{dyn}}{A}$$

welcher mit den Meßergebnissen von L. TONKS [35] ($35 \cdots 66$ dyn/A) und E. KOBEL [23] ($20 \cdots 50$ dyn/A) in guter Übereinstimmung steht.

Literatur.

- [1] STARK, J.: Ann. Phys. **12**, 673 (1903). — [2] STOLT, H.: Z. Physik **31**, 240 (1925). — [3] STOLT, H.: Diss. Uppsala 1925. — [4] LANGMUIR, I.: Gen. Electr. Rev. **26**, 731 (1923). — [5] SCHOTTKY, W.: Phys. Z. **15**, 872 (1914). — [6] SCHOTTKY, W.: Z. Physik **14**, 63 (1923). — [7] FOWLER, R. H., and L. W. NORDHEIM: Proc. roy. Soc., Lond. Ser. A **119**, 173 (1928). — [8] HAEFER, R.: Z. Physik **116**, 604 (1940). — [9] SLEPIAN, J.: Phys. Rev. **27**, 407 (1926). — [10] WEIZEL, W., R. ROMPE u. M. SCHÖN: Z. Physik **115**, 179 (1940). — [11] WEIZEL, W., u. R. ROMPE: Z. Physik **119**, 366 (1942). — [12] FROOME, K. D.: Nature, Lond. **157**, 446 (1946). — [13] FROOME, K. D.: Nature, Lond. **159**, 129 (1947). — [14] FROOME, K. D.: Proc. Phys. Soc. **60**, 424 (1948). — [15] FROOME, K. D.: Proc. phys. Soc., Lond. **62**, 805 (1949). — [16] FROOME, K. D.: Proc. phys. Soc., Lond., Sect. B **63**, 377 (1950). — [17] COBINE, J. D., and C. J. GALLAGHER: Phys. Rev. **74**, 1524 (1948). — [18] HAYNES, J. R.: Phys. Rev. **73**, 891 (1948). — [19] GÜNTHER-

SCHULZE, A.: Z. Physik **11**, 74 (1922). — [20] MACKEOWN, S. S.: Phys. Rev. **34**, 611 (1929). — [21] COMPTON, K. T.: Phys. Rev. **37**, 1077 (1931). — [22] BEAMS, J. W.: Phys. Rev. **44**, 803 (1933). — [23] KOBEL, E.: Phys. Rev. **36**, 1636 (1930). — [24] ROMPE, R., u. M. STEENBECK: *Ergebn. exakt. Naturw.* **18**, 257 (1939). — [25] LANGMUIR, I.: Phys. Rev. **2**, 329 (1913). — [26] KNOLL, M., F. OLLENDORF u. R. ROMPE: *Gasentladungstabellen*. Berlin 1935. — [27] GAUDENZI, A.: *Elektro-techn. Z.* **50**, 1753 (1929). — [28] LÜBCKE, E.: *Z. techn. Phys.* **10**, 598 (1929). — [29] TONKS, L.: *Physics* **6**, 294 (1935). — [30] LUTZ, A.: *Rev. gén. Electr.* **34**, 153 (1950). — [31] LOEB, L. B.: *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases*, S. 629—641. New York u. London 1939. — [32] ROTHSTEIN, J.: *Phys. Rev.* **73**, 1214 (1948). — [33] ROTHSTEIN, J.: *Phys. Rev.* **74**, 228 (1948). — [34] PRANDTL, L.: *Führer durch die Strömungslehre*. Braunschweig 1949. — [35] TONKS, L.: *Phys. Rev.* **50**, 226 (1936).

Mannheim, Brown, Boveri & Cie. A.G.
