

## Die Entstehung des Strahles schneller Moleküle an der Kathode eines Lichtbogens.

Von **R. Bisch** und **F. Lüdi**,

Physikalisches Laboratorium der A.-G. Brown, Boveri & Co., Baden (Schweiz).

(Eingegangen am 14. März 1932.)

Erklärung des Zustandekommens der von vielen Forschern nachgewiesenen außerordentlich hohen Geschwindigkeiten, die die von der Kathode eines Vakuumlichtbogens wegfliegenden Moleküle besitzen durch vielfache Ionisierung der Moleküle von der Kathode und einen darauf folgenden Stoß zweiter Art gegen die Kathode.

In der letzten Zeit sind in der physikalischen Literatur einige Arbeiten<sup>1)</sup> veröffentlicht worden, die gezeigt haben, daß bei Lichtbögen, die im Dampf des Kathodenmetalls brennen, also bei sehr tiefen Drucken, ein Strahl außerordentlich schneller Moleküle dem Kathodenfleck entströmt. Tanberg, Berkey und Mason haben diese Erscheinung bei einem Kupferlichtbogen und Kobel bei einem Quecksilberlichtbogen gefunden. Die Geschwindigkeit des Dampfstrahles wurde dabei auf drei verschiedene Arten bestimmt.

1. Durch Messen des auf die Kathode ausgeübten Druckes und des Materialverlustes der Kathode.

2. Durch Messen des auf eine der Kathode gegenüberliegende Scheibe ausgeübten Druckes und der Niederschlagsmenge des Kathodenmetalls auf der Scheibe.

3. Durch Messen der Energiezufuhr zu einer der Kathode gegenüberliegenden Scheibe aus der Temperaturzunahme und der Niederschlagsmenge des Kathodenmetalls auf der Scheibe.

Tanberg benutzte die Methoden 1 und 2, Berkey und Mason die Methoden 2 und 3 und Kobel die Methode 1. Die Ergebnisse der drei Untersuchungen sind in der Tabelle 1 enthalten. Außer den Geschwindigkeiten sind in ihr auch noch die gaskinetischen Temperaturen, die diesen Geschwindigkeiten entsprechen, und die Energien der Atome dividiert durch die Elementarladung, die sogenannten Voltgeschwindigkeiten enthalten.

---

<sup>1)</sup> R. Tanberg, Phys. Rev. **35**, 1080, 1930; E. Kobel, ebenda **36**, 1636, 1930; W. E. Berkey u. R. C. Mason, ebenda **38**, 943, 1931.

K. T. Compton<sup>1)</sup> hat gegen die Messungen von Tanberg nach der Methode 1 den Einwand erhoben, daß diese Methode einen viel zu großen Wert für die Geschwindigkeit der die Kathode verlassenden Atome liefert. Dieser Einwand ist jedoch von einem von uns bereits widerlegt worden<sup>2)</sup>, so daß man auf ihn nicht mehr näher einzugehen braucht, um so mehr, als sich Compton nur gegen die Methode 1 und nicht gegen die beiden anderen Methoden wendet. Seitdem ist noch ein Einwand von Wellman erschienen<sup>3)</sup>, der wiederum nur die Messungen von Tanberg nach der Methode 1 betrifft. Dieser Einwand gründet sich jedoch auf die sicher falsche Annahme, daß die während des Brennens des Lichtbogens von der Kathode abgegebene Menge absorbiertes Gas von ihr vor der Wägung der Kathode nach jedem Versuch wieder aufgenommen wurde, so daß der Verlust der Kathode an absorbierten Gasen durch die Wägung nicht erfaßt wurde. Demnach wäre der gemessene Materialverlust der Kathode zu klein und die berechnete Geschwindigkeit des Dampfes daher zu groß. Außerdem hat Wellman, wie später berichtigt worden ist<sup>4)</sup>, eine zu große Gasabgabe bei den Versuchen von Tanberg angenommen. Dieser Einwand kann somit ebenfalls als nicht stichhaltig angesehen werden.

Tabelle 1.

| Forscher                | Kathode | Methode | Geschwindigkeit<br>cm/sec             | Temperatur<br>° C abs.              | Energie<br>Volt |
|-------------------------|---------|---------|---------------------------------------|-------------------------------------|-----------------|
| Tanberg . .             | Cu      | 1       | $0,63 \cdot 10^6$ — $1,68 \cdot 10^6$ | $0,1 \cdot 10^6$ — $0,7 \cdot 10^6$ | 13—90           |
| "                       | Cu      | 2       | $1,66 \cdot 10^6$ — $2,08 \cdot 10^6$ | $0,7 \cdot 10^6$ — $1,1 \cdot 10^6$ | 90—140          |
| Berkey und<br>Mason . . | Cu      | 3       | $2,04 \cdot 10^6$                     | $1,06 \cdot 10^6$                   | 140             |
| Kobel . . .             | Hg      | 1       | $1,6 \cdot 10^6$ — $4,3 \cdot 10^6$   | $2,0 \cdot 10^6$ — $15 \cdot 10^6$  | 260—1950        |

In der bereits erwähnten Arbeit von Risch sind alle möglichen Korrekturen, die an den Meßergebnissen der Methode 1 anzubringen sind, besprochen worden mit dem Ergebnis, daß alle Korrekturen zusammen besonders bei dem Quecksilberbogen von Kobel nicht groß sind. Man kommt in diesem Falle auf eine Korrektur von — 6% für die Geschwindigkeit bzw. — 12% für die Voltgeschwindigkeit. Die Korrekturen an den Messungen nach der Methode 1 an einem Kupferbogen interessieren weniger, weil hier auch nach zwei anderen Methoden gemessen worden ist. Das

1) K. T. Compton, Phys. Rev. **36**, 706, 1930.

2) R. Risch, Helv. Phys. Acta **4**, 122, 1931.

3) B. Wellman, Phys. Rev. **38**, 1077, 1931.

4) R. C. Mason u. W. E. Berkey, ebenda **38**, 1783, 1931.

Vorhandensein der gefundenen sehr hohen Geschwindigkeiten muß somit als Tatsache betrachtet werden.

Es soll nun im folgenden eine Möglichkeit für das Zustandekommen dieser Geschwindigkeiten besprochen werden.

An den in der Tabelle 1 enthaltenen Werten ist auffallend, daß bis auf die untere Grenze in der ersten Zeile alle gefundenen Voltgeschwindigkeiten viel höher sind als die in Lichtbögen von der betreffenden Art vorhandenen Spannungen. Berkey und Mason haben bei ihren Versuchen an einem Kupferlichtbogen im Vakuum eine totale Spannung von 30 Volt gemessen, und der Kathodenfall eines Quecksilberbogens beträgt bekanntlich nur rund 10 Volt. Es ist daher auf den ersten Blick naheliegend zu vermuten, daß der Dampfstrahl seine Geschwindigkeit nicht auf elektrischem Wege durch Beschleunigung von geladenen Atomen in einem elektrischen Feld erhält, sondern daß es sich tatsächlich um eine Temperaturgeschwindigkeit handelt. Da von einer so hohen Temperatur der Kathode selbst keine Rede sein kann, so müßten die Atome als Gas im Kathodengebiet auf die Temperatur gebracht werden. Dieses Gebiet ist jedoch so klein [Fläche des Kathodenflecks bei einem Kupferbogen nach Tanberg und Berkey<sup>1)</sup> = 0,007 mm<sup>2</sup>/Amp. und bei einem Quecksilberbogen nach Kobel = 0,05 mm<sup>2</sup>/Amp.], und die in Frage kommenden Geschwindigkeiten so groß, daß die Moleküle bei einer Erwärmung durch einzelne aufeinanderfolgende Stöße das Kathodengebiet verlassen würden, lange bevor sie die gefundene Temperatur erreicht hätten. Die Aufspeicherung der Energie der Moleküle kann daher nicht in Form von kinetischer Energie erfolgen. Es muß sich somit um eine Aufspeicherung in Form von Ionisations- und Anregungsenergie, vielleicht auch Rotationsenergie<sup>2)</sup>, handeln. Die Höhe der Energie muß dann allerdings die gemessenen in der Tabelle 1 enthaltenen Werte erreichen. Wie wir weiter unten sehen werden, muß wegen nachfolgenden Verlusten die in den Ionen aufgespeicherte Energie sogar noch bedeutend größer sein. Es muß sich daher um Vielfachionen handeln. Bei der Rekombination dieser Ionen an der Kathode wird dann ihre Energie durch einen Stoß zweiter Art gegen die Kathode in kinetische Energie umgewandelt, wobei der bei der Methode 1 gemessene Druck auf die Kathode ausgeübt wird.

Bis jetzt ist im Kathodengebiet von Bögen trotz der sehr hohen Stromdichte stets nur einfache Ionisation angenommen worden. Es sind jedoch in Glimmentladungen bis 18fach ionisierte Quecksilbermoleküle gefunden

<sup>1)</sup> R. Tanberg u. W. E. Berkey, Phys. Rev. **38**, 296, 1931.

<sup>2)</sup> R. G. Loyarte, Phys. ZS. **30**, 678, 1929.

worden<sup>1)</sup>. Als Energie höherer Quecksilberionen sind von Bleakney die folgenden Werte gefunden worden<sup>2)</sup>:

|                 |                  |                   |                  |                  |
|-----------------|------------------|-------------------|------------------|------------------|
| Hg <sup>+</sup> | Hg <sup>++</sup> | Hg <sup>+++</sup> | Hg <sup>4+</sup> | Hg <sup>5+</sup> |
| 10,4            | 30               | 71                | 143              | 225 Volt         |

Bei Kupfer scheinen leider nur die Energien der beiden ersten Ionisationsgrade bekannt zu sein. Sie betragen 7,7 und 27,9 Volt<sup>3)</sup>. Bei der nachfolgenden Betrachtung kommt es jedoch auf den Ionisationsgrad, den die Ionen bei einer bestimmten Energie besitzen, gar nicht viel an.

Es soll nun im folgenden gezeigt werden, daß ein Zustandekommen von vielfacher Ionisation im Kathodengebiet von Lichtbögen durchaus möglich zu sein scheint, und beschrieben werden, wie sich auf Grund dieser Annahme die Vorgänge vor der Kathode voraussichtlich abspielen.

Wir wollen die Untersuchung für den Fall eines Kupferbogens und einer Energie der Atome im Dampfstrahl von 140 Volt durchführen, weil diese Energie nach der Methode 3 direkt ermittelt worden und nicht aus der Geschwindigkeit der Atome errechnet worden ist. Wegen des quadratischen Zusammenhangs zwischen der Energie und der Geschwindigkeit wirken sich Fehler bei der Bestimmung der letzteren in dem berechneten Wert für die Energie sehr stark aus.

Zunächst sei festgestellt, daß bei den oben angegebenen Versuchen vor der Kathode sich praktisch nur Kupferdampf befand, weil der Restgasdruck nur einige 0,01 mm Hg betrug, und der Materialverlust im Kathodenfleck nach Tanberg und Berkey<sup>4)</sup> 0,21 g/sec · cm<sup>2</sup> beträgt. Faßt man nämlich den letzteren Wert als Verdampfung ins Vakuum auf, so erhält man bei einer Temperatur von 2150° abs. einen Kupferdampfdruck von 10 mm Hg. Da in Wirklichkeit keine Verdampfung ins Vakuum vorliegt, so ist der Kupferdampfdruck vor dem Kathodenfleck größer. Genaueres über diese Rechnung siehe weiter unten.

Tanberg und Berkey<sup>2)</sup> haben im Kathodenfleck eines Kupferbogens eine Stromdichte von 14000 Amp./cm<sup>2</sup> festgestellt. Daraus ergibt sich eine Stromdichte ausgedrückt in Elementarladungen von  $8,8 \cdot 10^{22}$  Elementarladungen pro Quadratcentimeter und pro Sekunde. Da, wie wir später sehen werden, wahrscheinlich etwa 14% des Stromes am Kathodenfleck durch Ionen getragen wird, so verlassen  $7,5 \cdot 10^{22}$  Elektronen pro Quadratcentimeter und pro Sekunde den Kathodenfleck. Da der gaskinetische Quer-

<sup>1)</sup> W. Jacobi, Phys. ZS. **30**, 568, 1929.

<sup>2)</sup> W. Bleakney, Phys. Rev. **35**, 139, 1930.

<sup>3)</sup> H. Kallmann u. B. Rosen, Phys. ZS. **32**, 521, 1931.

<sup>4)</sup> R. Tanberg u. W. E. Berkey, Phys. Rev. **38**, 296, 1931.

schnitt eines Kupferatoms  $10^{-15} \text{ cm}^2$ <sup>1)</sup> beträgt, so wird bei einer solchen Elektronenstromdichte ein sich vor dem Kathodenfleck befindliches Kupferatom  $7,5 \cdot 10^7$  mal pro Sekunde von einem Elektron getroffen. Die mittlere Zeit zwischen zwei Elektronenstößen beträgt somit rund  $10^{-8}$  sec. Eine etwaige Vergrößerung des Atomquerschnitts mit zunehmender Anregung und Ionisation würde diese Zeit noch verkleinern. Diese Rechnung gilt für den Fall, daß die Atome in Ruhe sind, so daß immer die gleichen Atome nicht durch andere verdeckt und daher von von der Kathode ausgehenden Elektronen erreichbar sind. Wegen der Bewegung der Atome und der elastischen Streuung der Elektronen an denselben wird die totale Anzahl erreichbarer Atome und damit auch die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen vergrößert. Die letztere Vergrößerung ist jedoch bei den der Kathode benachbarten Atomen gering und dürfte auch im Mittel nicht wesentlich sein. Bei der vorliegenden überschlägigen Rechnung soll sie daher nicht berücksichtigt werden. Die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Elektronenstößen ist somit kleiner als die Lebensdauer der meisten angeregten Atome und Ionen, welche bekanntlich  $10^{-8}$  bis  $10^{-7}$  sec beträgt und nach Maxwell mit steigender Ionisation zuzunehmen scheint<sup>2)</sup>. Bei zwei Anregungsstufen vierfach geladener Quecksilberionen hat Maxwell eine Lebensdauer von fast  $10^{-6}$  sec festgestellt. Bei metastabilen Zuständen beträgt die Lebensdauer bekanntlich noch viel mehr. Die Ionisation der Kupferatome vor dem Kathodenfleck kann somit in Stufen ohne viel Strahlungsverluste vor sich gehen, weil ein folgender Elektronenstoß erfolgt, bevor die Anregung, die vom vorhergehenden hervorgerufen worden ist, verschwunden ist. Die Rekombination im Gas ist bekanntlich sehr gering. Der Umstand, daß nicht alle Stöße unelastisch sind, so daß nicht bei jedem Stoß vom Elektron an das Atom Energie übertragen wird, ändert an dieser Überlegung nicht viel, weil erstens nach K. T. Compton und Langmuir in den meisten Gasen die meisten Elektronenstöße unelastisch sind<sup>3)</sup>, und zweitens weil, wenn die Elektronen nicht schon beim ersten Stoß ihre ganze Energie an das gestoßene Atom abgeben, jedes Elektron mehrmals stößt und daher die Anzahl Stöße pro Sekunde größer ist. Die Annahme einer Stufenionisation hat übrigens eine Stütze darin, daß sogar bei Glühkathodenentladungen in Quecksilberdampf, wo die Stromdichte und damit

<sup>1)</sup> Auf diesen Wert kommt man, wenn man die in Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen, 5. Aufl., S. 120 angegebenen Atomquerschnitte anderer Elemente entsprechend den Atomgewichten umrechnet.

<sup>2)</sup> L. R. Maxwell, Phys. Rev. **34**, 199, 1929.

<sup>3)</sup> K. T. Compton u. I. Langmuir, Rev. mod. Phys. **2**, 233, 1930.

auch die Häufigkeit der Elektronenstöße unvergleichlich viel kleiner ist als im Kathodengebiet eines Lichtbogens, die totale Spannung, wie Versuche im Physikalischen Laboratorium der A.-G. Brown, Boveri & Co. in Baden gezeigt haben, wegen positiver Raumladung unter Umständen nur 4 Volt betragen kann. Es tritt hier Ionisation und Raumladungsbildung auf, trotzdem die Energie eines Elektrons zur Ionisation bei weitem nicht genügt.

Fragen wir uns nun, wieviel Elektronenstöße nötig sind, um die festgestellten hohen Geschwindigkeiten der Kupferatome zu erklären und die Energiebilanz der Kathode zu befriedigen.

Wenn die Atome vor dem Kathodenfleck so häufig von Elektronen getroffen werden, wie oben angegeben ist, und sie daher (im Mittel) vielfach ionisiert sind, so kommen aus dem Gas praktisch keine neutralen Atome zum Kathodenfleck. Da auch die Strahlung aus dem Bogen nach dem Kathodenfleck wegen der geringen Ausdehnung des Kathodengebietes, wie durch eine überschlägige Rechnung gezeigt werden kann, für die Energiebilanz nicht wesentlich ist, so liefern die positiven Ionen die ganze der Kathode zugeführte Energie, und sie müssen daher alle Energieverluste der Kathode decken. Die letzteren setzen sich nun aus den folgenden Teilen zusammen:

1. *Abkühlung wegen Elektronenemission.* Bei reiner Thermionenemission entspricht die Abkühlung der Austrittsarbeit. Wird ein Teil der Austrittsarbeit von einem elektrischen Feld geleistet, so ist die Abkühlung der Kathode schwächer. Wir wollen den ungünstigsten Fall annehmen und eine Abkühlung entsprechend der ganzen Austrittsarbeit einsetzen. Die letztere ist bei flüssigem Kupfer von Ameiser<sup>1)</sup> zu 7 Volt bestimmt worden. Goetz<sup>2)</sup> hat gefunden, daß die Austrittsarbeit bei flüssigem Kupfer mit der Temperatur zunimmt. Bei der höchsten untersuchten Temperatur (1550<sup>0</sup> abs.) hat er jedoch ebenfalls 7 Volt erhalten. Wir können daher für die Austrittsarbeit 7 Volt annehmen, um so mehr, als wir ungünstig rechnen wollen und der Vergleich mit den Austrittsarbeiten anderer Metalle ergibt, daß 7 Volt eher zu viel als zu wenig sind.

2. *Wärmeableitung im Kathodenmetall.* Es ist sehr schwer, diesen Betrag zu schätzen. Einen Anhaltspunkt dafür hat man in der Angabe von Güntherschulze für die Wärmeableitung aus dem Kathodenfleck auf Quecksilber<sup>3)</sup>. Nach ihm beträgt diese 2,68 Watt/Amp. = 2,68 Volt. Bei Kupfer wird die Wärmeableitung einerseits dadurch vergrößert, daß

<sup>1)</sup> J. Ameiser, ZS. f. Phys. 69, 111, 1931.

<sup>2)</sup> A. Goetz, ebenda 43, 531, 1927.

<sup>3)</sup> A. Güntherschulze, ebenda 11, 74, 1922.

die Wärmeleitfähigkeit besser und die Temperatur des Kathodenflecks höher ist als bei Quecksilber, und andererseits dadurch verkleinert, daß der Fleck kleiner ist als bei Quecksilber. Wir wollen daher bei Kupfer eine Wärmeableitung aus dem Kathodenfleck von 3 Volt annehmen.

3. *Erwärmung, Schmelzen und Verdampfung von Kupfer.* Diese drei Beträge zusammen ergeben auf Grund der von Tanberg und Berkey<sup>1)</sup> gemessenen Verdampfung von  $1,5 \cdot 10^{-5}$  g/Amp.sec nach Rechnung weniger als 0,1 Watt/Amp. und können daher in Anbetracht der Unsicherheit der Beträge nach 1. und 2. vernachlässigt werden.

4. *Wärmestrahlung.* Auch diese ist, wie die Rechnung ergibt, wegen der Kleinheit des Kathodenflecks vollständig zu vernachlässigen.

Die totalen Energieverluste der Kathode betragen somit rund 10 Volt.

Wir wollen nun untersuchen, wieviel Ionen für die Deckung dieser Verluste zur Verfügung stehen. Wenn die an der Kathode neutralisierten Ionen die hohe Geschwindigkeit von einigen Millionen cm/sec erhalten, so ist es naheliegend, anzunehmen, daß praktisch alle Ionen nach der Neutralisation das Kathodengebiet verlassen, und der ganze Vorgang spielt sich vermutlich folgendermaßen ab. Die aus dem Kathodenfleck verdampfenden Atome werden sehr schnell, bevor sie Zeit haben, in eine größere Entfernung zu gelangen, durch Elektronenstöße ionisiert, von der Kathode angezogen und verlassen dann nach der Neutralisation an der Kathode dieselbe mit der festgestellten hohen Geschwindigkeit. Für die Annahme, daß nicht viele Kupferatome beim Verdampfen das Kathodengebiet verlassen, ohne als Ion zur Kathode zurückzukehren, und daß daher fast alle Kupferatome das Kathodengebiet als schnelle Atome verlassen, hat man darin eine Stütze, daß die von Tanberg<sup>2)</sup> gemessene Kupferniederschlagsmenge auf der der Kathode gegenüberliegenden Scheibe genau dem Materialverlust der Kathode entspricht, wenn der Dampfstrahl, der diesen bedingt, sich nach dem Kosinusetz über eine Halbkugel ausbreitet<sup>3)</sup>. Da es einerseits sehr wahrscheinlich ist, daß die schnellen Atome die Kathode nach dem Kosinusetz über die verschiedenen Richtungen verteilt verlassen, und andererseits die Atome, die die Kathode mit kleinen Geschwindigkeiten verlassen, in größerer Entfernung von dieser nicht nach dem Kosinusetz, sondern gleichmäßiger verteilt sein würden, so scheinen fast alle Kupferatome das Kathodengebiet als schnelle Atome zu verlassen. Der ermittelte Materialverlust der Kathode entspricht somit

<sup>1)</sup> R. Tanberg u. W. E. Berkey, Phys. Rev. **38**, 296, 1931.

<sup>2)</sup> R. Tanberg, ebenda **35**, 1080, 1930.

<sup>3)</sup> Näheres darüber siehe R. Risch, Helv. Phys. Acta **4**, 122, 1931.

ungefähr dem Ionenstrom an der Kathode. Nach den Messungen von Tanberg und Berkey beträgt nun der Materialverlust der Kathode  $1,5 \cdot 10^{-5}$  g/Amp. sec. Das ergibt  $1,4 \cdot 10^{17}$  Moleküle pro Amp. sec und ein Verhältnis des Stromes zur Anzahl Ionen: 44 Elementarladungen pro Ion. Diese Elementarladungen sind zum Teil Elektronen und zum Teil Ionen. Da, wie wir weiter unten sehen werden, die Ionen voraussichtlich sechsfach geladen sind, so beträgt das Verhältnis der Anzahl Elektronen zu derjenigen der Ionen 38. Das ergibt den oben angegebenen Wert von 14% Ionenstrom am Kathodenfleck. Um die Energieverluste der Ionen an der Kathode zu erhalten, muß daher der Energieverlust der letzteren wegen Elektronenemission mit 38 und derjenige wegen Wärmeableitung mit 44 multipliziert werden. Der Energieverlust der Ionen an der Kathode beträgt somit

$$7 \cdot 38 + 3 \cdot 44 = 400 \text{ Volt.}$$

Wenn die neutralisierten Ionen die Kathode mit einer kinetischen Energie von 140 Volt (Berkey und Mason) verlassen, so besitzen sie vor dem Aufprall auf die Kathode eine Energie von  $140 + 400 = 540$  Volt. Einen Teil dieser Energie erhalten sie durch Beschleunigung im Kathodenfall und den Rest durch Elektronenstöße. Der Kathodenfall in einem Kupferbogen im Vakuum ist nun leider nicht bekannt. Bei Atmosphärendruck ist er von Nottingham<sup>1)</sup> zu 20,5 Volt gemessen worden. Im Vakuum kann jedoch der Wert ein anderer sein. Da wir ungünstig rechnen wollen, so wollen wir einen kleineren Wert annehmen. Bei einem Kupferbogen scheint jedoch der Kathodenfall größer zu sein als bei einem Quecksilberbogen, d. h. größer als 10 Volt, da Berkey und Mason bei ihren Versuchen an einem Kupferbogen im Vakuum eine totale Spannung von 30 Volt gemessen haben, trotzdem die Bogenlänge nur wenige Zentimeter betrug. Wir wollen daher einen Kathodenfall von 15 Volt annehmen. Die sechsfach ionisierten Atome erhalten dann im Kathodenfall  $6 \cdot 15 = 90$  Volt. Durch Elektronenstöße müssen sie daher  $540 - 90 = 450$  Volt erhalten. Schätzt man den Ionisierungsgrad bei dieser Energie, so kommt man auf Grund der oben angegebenen Messungen von Bleakney auf einen Ionisierungsgrad von 6 plus Anregung. Eine siebenfache Ionisation ist jedoch bei 450 Volt wahrscheinlich noch nicht erreicht. Der Ionisationsgrad kann übrigens, wie ohne weiteres klar ist, um einige Punkte anders sein, ohne daß dadurch die vorliegenden Betrachtungen wesentlich geändert würden. Wenn, wie wir oben angenommen haben, die Energie zur Auslösung der Elektronen aus der Kathode ganz der letzteren entnommen

<sup>1)</sup> W. B. Nottingham, Journ. Frankl. Inst. 207, 299, 1929.



wird, und das Feld dabei nichts beiträgt, so haben die Elektronen nach dem Durchfliegen des Kathodenfalles eine Energie von 15 Volt. Gibt jedes Elektron beim ersten Zusammenstoß mit einem Kupferatom seine ganze Energie ab, so sind 30 Elektronenstöße nötig, um den Atomen 450 Volt zu erteilen, und die ganze sechsfache Ionisation kommt entsprechend der oben ausgerechneten Zeit zwischen zwei Elektronenstößen von  $10^{-8}$  sec in  $3 \cdot 10^{-7}$  sec zustande. Da nicht alle Elektronenstöße vollständig unelastisch sind, so ist die nötige Zahl der Stöße größer als 30. Da jedoch, wie schon oben angedeutet worden ist, aus dem gleichen Grunde die Stoßhäufigkeit größer als berechnet ist, so dürfte die totale Ionisierungszeit von  $3 \cdot 10^{-7}$  sec der Wirklichkeit wohl doch einigermaßen entsprechen. Wir haben, um möglichst ungünstig zu rechnen, oben angenommen, daß die ganze Elektronenaustrittsarbeit vollständig der Kathode entnommen wird, und daß das elektrische Feld keinen Beitrag liefert. Sollte das nicht der Fall sein, so würde das an der Anzahl nötiger Elektronenstöße und der totalen Ionisierungszeit nicht viel ändern, weil dann einerseits die nötigen Energieverluste der Ionen an der Kathode und damit auch die Energie der Ionen vor dem Aufprall auf dieselbe kleiner sein würden, andererseits aber auch die Energie der Elektronen nach Durchfliegen des Kathodenfalles um die vom Feld bei ihrem Austritt aus der Kathode geleistete Arbeit vermindert sein würde.

Damit die Ionen durch Elektronenstöße die nötige Energie erhalten, müssen sie somit rund  $3 \cdot 10^{-7}$  sec vor dem Kathodenfleck verweilen, ohne vorher zum Kathodenfleck zurückzukommen oder wegzudiffundieren. Diese Bewegung der Ionen ist durch die Temperatur und das elektrische Feld bedingt. Mit der Temperaturbewegung verhält es sich nun vermutlich folgendermaßen. Die in das Ionisationsgebiet gelangenden Kupferatome kommen größtenteils von der Kathode, weil die Gasdichte im Bogen gering ist, und besitzen eine ursprüngliche Temperatur, die gleich ist der Kathodentemperatur. Die letztere kann aus der Verdampfung wie folgt geschätzt werden. Entsprechend den obigen Ausführungen entspricht der Materialverlust der Kathode der Verdampfung im Kathodenfleck. Nach Tanberg und Berkey beträgt der Materialverlust  $0,21$  g/sec cm<sup>2</sup>. Das entspricht nach der gaskinetischen Beziehung für die Anzahl Moleküle, die bei einem bestimmten Druck und einer bestimmten Temperatur pro Quadratcentimeter und Sekunde durchfliegen, einem Wertepaar von Druck = 20 mm Hg und Temperatur = 2150° abs.<sup>1)</sup> Bei der Annahme der Temperatur des

<sup>1)</sup> Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen, 5. Aufl., S. 1333.

Kathodenflecken brauchen wir übrigens in diesem Falle nicht ängstlich zu sein, weil uns nur die Geschwindigkeit der Atome interessiert und diese sich nur mit der Wurzel aus der Temperatur ändert. Bei  $2150^{\circ}$  abs. haben nun die Kupferatome eine mittlere Geschwindigkeit von  $8,5 \cdot 10^{-4}$  cm/sec. Die von der Kathode wegfliegenden Elektronen werden im Gas abgebremst, wodurch die Gasmoleküle beschleunigt, d. h. erwärmt werden. Da jedoch die Elektronen eine gerichtete Bewegung haben, so erteilen sie auch den Gasatomen größtenteils eine von der Kathode weggerichtete Geschwindigkeit. 44 Elektronen von 15 Volt Geschwindigkeit, die pro Atom vorhanden sind, erteilen einem solchen, wie die Rechnung ergibt, auf diese Weise eine Geschwindigkeitskomponente von  $8,7 \cdot 10^4$  cm/sec. Daraus ist ersichtlich, daß die Elektronenstöße das Zurückkommen der Atome zur Kathode durch Temperaturbewegung sehr erschweren. Eine Wegdiffusion der Atome in einer anderen Richtung kann jedoch auch nicht in großer Menge stattfinden, weil der Diffusionsweg der Atome während der Ionisationszeit von  $3 \cdot 10^{-7}$  sec nur rund  $8 \cdot 10^{-3}$  cm beträgt, wenn man entsprechend den soeben gemachten Angaben vor dem Kathodenfleck einen Druck von 20 mm Hg und eine mittlere Geschwindigkeit der Atome von  $1,2 \cdot 10^5$  cm/sec annimmt.

Die Einbeziehung des Einflusses des elektrischen Feldes in die Rechnung ist nun leider wegen der Unkenntnis desselben nicht möglich. Da jedoch das Feld außerhalb des Kathodenfalles voraussichtlich schwach ist und gelegentlich stellenweise sogar von der Kathode weggerichtet angenommen wird<sup>1)</sup>, so ist es durchaus denkbar, daß die Ionen tatsächlich  $3 \cdot 10^{-7}$  sec oder mehr vor der Kathode verweilen.

Die vorliegende Erklärung für das Zustandekommen des Strahles schneller Moleküle an der Kathode scheint daher, trotzdem sie von den bisherigen Ansichten über die Vorgänge im Kathodengebiet des Lichtbogens stark abweicht, durchaus möglich zu sein. Die Geschwindigkeit der Moleküle ist wahrscheinlich in Übereinstimmung mit der Verschiedenheit der Meßergebnisse nicht immer die gleiche. Sie wird ferner beim Verlassen der Kathode größer als wie gemessen sein, weil die Atome im Gas abgebremst werden, und auch mit der Methode 1 nicht die Geschwindigkeit beim Verlassen der Kathode, sondern diejenige beim Verlassen des Kathodengebietes gemessen wird<sup>2)</sup>. Die Abbremsung ist hier nicht berücksichtigt worden, weil es sehr schwer ist, sie zu berechnen, da Versuche von Günther-

---

<sup>1)</sup> K. T. Compton, *Phys. Rev.* **37**, 1077, 1931.

<sup>2)</sup> Näheres darüber siehe R. Risch, *Helv. Phys. Acta* **4**, 122, 1931.

schulze<sup>1)</sup> mit Kanalstrahlen gezeigt haben, daß die Reichweite von Ionen unter Umständen viel größer ist als entsprechend den einfachen Annahmen über die Molekularstöße.

Man könnte gegen diese Erklärung den Einwand erheben, daß, wenn eine Vielfachionisation vor der Kathode auftritt, man an dieser Stelle auch die entsprechenden Spektrallinien beobachten sollte. Da jedoch, wie oben erwähnt, die mittlere Zeit zwischen zwei Elektronenstößen kleiner ist als die Verweilzeit der Ionen in einem angeregten Zustand, so ist eine Ausstrahlung von Funkenlinien aus diesem Grunde gar nicht möglich. Außerdem ist im Kathodengebiet immer, auch beim Quecksilberbogen, ein kontinuierliches Spektrum vorhanden, das schwache Funkenlinien verdecken würde.

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß, wenn man die Energie der schnellen Kupfermoleküle (140 Volt) auf 1 Amp. Kathodenstrom umrechnet, man 3 Volt erhält. Man sieht daraus, daß ein beträchtlicher Teil der Energieverluste des Kathodengebietes in diesen Molekülen steckt.

*Zusammenfassung.* In der letzten Zeit sind in der physikalischen Literatur einige Arbeiten erschienen, die gezeigt haben, daß dem Kathodenfleck eines Lichtbogens, der im Dampf des Kathodenmetalls brennt, ein Strahl außerordentlich schneller Moleküle entströmt. Eine Erklärung des Zustandekommens dieser hohen Geschwindigkeiten ist bis jetzt nicht gegeben worden. Die vorliegende Arbeit zeigt, daß sie durch einen Stoß zweiter Art von vielfach geladenen Ionen gegen die Kathode zustande kommen kann. Nach Rechnung ist die Elektronenstromdichte vor der Kathode so groß, daß die Zeit zwischen zwei Elektronenstößen, die ein vor dem Kathodenfleck befindliches Molekül erfährt, kleiner ist als die Lebensdauer der angeregten Zustände. Eine Vielfachionisation vor dem Kathodenfleck ist daher durchaus möglich. Die Energiebilanz des Kathodengebietes kann mit dieser Auffassung über die Vorgänge im Kathodengebiet in Einklang gebracht werden.

---

<sup>1)</sup> A. Güntherschulze, ZS. f. Phys. 72, 143, 1931.