

Über den Zusammenhang von Funkenpotential und Voltaeffekt

Autor(en): **Bär, R.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **1 (1928)**

Heft III

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-109166>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Über den Zusammenhang von Funkenpotential und Voltaeffekt

von R. Bär.

(1. II. 28.)

Inhalt: Es wird experimentell der Zusammenhang zwischen Funkenspannung und Voltapotalential untersucht und zwar in Neon für Magnesium- und Silberelektroden, die vermitteltst einer Wechselstromglimmentladung durch Kathodenzerstäubung gereinigt werden. Es zeigt sich, dass das Mg sich im allgemeinen bei der Entladung negativ auflädt, wodurch eine Polarisierung der Funkenstrecke von einigen (bis ca. 10) Volt erzeugt wird. Der zwischen Funkenspannung und Voltapotalential gefundene Zusammenhang wird verständlich unter Zugrundelegung der von Millikan verallgemeinerten Einsteinschen Beziehung zwischen langwelliger Grenze des Photoeffektes und Voltapotalential. Es wird darauf hingewiesen, dass die negative Ladung, welche die Polarisierung hervorruft, nicht *auf* der Mg-Oberfläche sitzt, sondern sich so tief in das Metallinnere hinein erstreckt, dass der Entstehungsort der Photoelektronen und der durch den Stoss der positiven Ionen erzeugten Primärelektronen der Funkenentladung auf der äusseren, d. h. der der Metalloberfläche zugekehrten Seite der polarisierenden Ladungsschicht liegt; denn nur dann lässt sich die beobachtete Einwirkung der polarisierenden Schicht auf langwellige Grenze, Funkenspannung und Voltapotalential verstehen.

Vor einigen Jahren wurde über Versuche berichtet, die den Einfluss des Kathodenmaterials auf das Funkenpotential nachweisen sollten¹⁾. Ein solcher Einfluss ist bekanntlich in Edelgasen (namentlich in Neon) durch die schönen Untersuchungen von HOLST und OOSTERHUIS²⁾ sichergestellt: das Funkenpotential ist hier um so höher, je grösser die RICHARDSON-LANGMUIR'sche Austrittsarbeit ist, die die Elektronen beim Verlassen des betr. (Kathoden-)Materials leisten müssen. Es lassen sich daher die untersuchten Metalle sowie Kohle in eine Funkenspannungsreihe einordnen. Die erwähnten, hierdurch angeregten eigenen Versuche zeigten dann zweierlei: 1. Werden durch Abfeilen mit feinen Feilen möglichst auf Hochglanz polierte Elektroden aus Magnesium oder Silber in ein Entladungsgefäss gebracht und wird dasselbe hierauf evakuiert und dann mit Neon gefüllt, so ist ein Einfluss des Kathodenmaterials auf die Funkenspannung entweder gar nicht oder doch nur andeutungsweise sichtbar. Auch tagelanges Heizen des evakuierten Gefässes auf 3—400° C hilft nur wenig. Dagegen tritt der Materialeinfluss sehr stark

¹⁾ R. BÄR, Arch. sci. phys. et nat. **7**, 213, 1925.

²⁾ G. HOLST u. E. OOSTERHUIS, Physica **1**, 78, 1921 u. Phil. Mag. **46**, 1117, 1923.

hervor, wenn man nur wenige Minuten lang die Wechselstromglimmentladung eines kleineren Induktoriums zwischen den Elektroden übergehen lässt. Es wird dann das Funkenpotential bei Verwendung einer Mg-Kathode viel kleiner als bei Verwendung einer Ag-Kathode. Offenbar befreit die mit der Entladung verbundene Kathodenzerstäubung die Elektroden von einer Oberflächenschicht, so dass erst jetzt die Materialeigenschaften deutlich zutage treten. 2. Wird aus einem Entladungsgefäss mit derart „gereinigten“ Elektroden das Neon weggepumpt und Luft (oder Stickstoff) statt dessen eingelassen, so zeigt sich auch hier eine starke Abhängigkeit der Funkenspannung vom Kathodenmaterial. Dieselbe hängt aber, wie spätere, noch nicht publizierte Messungen zeigten, in hohem Masse von der Trockenheit des Füllgases ab, derart, dass sich in ganz trockener Luft sogar die Reihenfolge von Magnesium und Silber in der Funkenspannungsreihe gegenüber der Spannungsreihe für Neon umkehrten kann. Letzteres Ergebnis wurde in der Folge auch durch Versuche von B. FREY¹⁾ in Stickstoff bestätigt.

Nachdem der enge Zusammenhang zwischen Funkenpotential und Elektronenaustrittsarbeit nachgewiesen ist, lag es nahe, die beobachtete Veränderung der Elektrodenoberfläche durch eine Wechselstromglimmentladung auch noch am Voltaeffekt, der ja auch von der Austrittsarbeit der Elektronen abhängt, nachzuprüfen. Bedeuten Φ_a und Φ_b die Elektronenaustrittsarbeiten für zwei Leiter der Elektrizität a und b , so ist bekanntlich die zwischen ihnen entstehende Voltaspannung $V_{ba} = \Phi_a - \Phi_b$, wobei für $\Phi_a > \Phi_b$ b positiv und a negativ geladen ist, was durch Umkehrung der Indizes auf der linken Seite der Gleichung ausgedrückt wird. Da nun einerseits die Funkenspannung um so grösser ist, je grösser das Φ des betr. Materials ist, und da andererseits die Unterschiede der Funkenspannungen für Mg und Ag als Kathodenmaterial erst bei „gereinigten“ Elektroden sehr grosse Beträge erreichen, so war zu erwarten, dass auch die Elektronenaustrittsarbeiten Φ_a und Φ_b für die gereinigten Elektroden grössere Unterschiede zeigen als für die ungereinigten, d. h. also, dass die Voltaspannung der gereinigten Elektroden sehr viel grösser ist als die der ungereinigten. Statt dessen zeigte sich, dass der Zusammenhang zwischen Funkenspannung und Voltapotential wesentlich komplizierter ist, als aus diesen Überlegungen folgen würde. Da die Versuchsergebnisse immerhin einige Aussagen über die Erscheinungen in Entladungsröhren zu machen gestatten, so soll im folgenden über diese Experimente kurz berichtet werden.

¹⁾ B. FREY, Ann. d. Phys., im Druck.

Die Versuchsanordnung zur Messung des Voltapentials war die von Lord KELVIN¹⁾ herrührende: die beiden Metallplatten, deren Spannungsdifferenz gemessen werden soll, werden in möglichst kleinem Abstand einander parallel justiert, so dass sie einen Luftkondensator bilden. Wird dann durch plötzliches Auseinanderziehen der Platten die Kapazität des Kondensators verkleinert, so wird eine Elektrizitätsmenge frei, deren Vorzeichen elektrometrisch bestimmt wird. Die Voltapentialdifferenz kann auch quantitativ gemessen werden, indem noch eine variable Hilfsspannung der Voltaspannung entgegengeschaltet wird. Man stellt dann auf diejenige Spannung ein, bei der der Elektrometerausschlag sein Vorzeichen umkehrt. Falls man aber nur das Vorzeichen des Voltaeffektes bestimmen will, kann man die Hilfsspannung auch weglassen und die beiden Metallplatten bis zur Berührung einander nähern. Hierdurch wird die beim Auseinanderziehen frei werdende Elektrizitätsmenge so vergrößert, dass das Elektrometer ganz entbehrlich wird. Man kann dann eine „Röhrenelektrometeranordnung“ verwenden, d. h. man leitet die beim Auseinanderziehen der Platten frei werdende Elektrizitätsmenge auf das Gitter einer Elektronenröhre und misst die hierdurch hervorgerufene, natürlich nur kurze Zeit dauernde Änderung des Anodenstromes nach einer Kompensationsmethode.

Die Versuche wurden nun in der Weise angestellt, dass das Vorzeichen des Voltaeffektes zwischen Magnesium- und Silberelektroden in Neon gemessen wurde, und zwar zuerst vor und dann nach einer einige Minuten dauernden „Reinigung“ der Elektroden durch eine Wechselstromglimmentladung. Dabei zeigte sich das unerwartete Ergebnis, dass der Voltaeffekt, der bei neuen Elektroden vor dem Übergang der Glimmentladung immer normal war (d. h. Ag negativ gegenüber Mg; die Elektronenaustrittsarbeit beträgt bei Mg 2,7 und bei Ag 4,1 Volt²⁾), bei gereinigten Elektroden im allgemeinen (vgl. die Bemerkung am Ende) das umgekehrte Vorzeichen hatte. Nun wurde eine Hilfselektrode in das Entladungsgefäß eingesetzt, welche es ermöglichte, die Wechselstromentladung zwischen dieser Elektrode einerseits und der Mg- oder Ag-Platte andererseits übergehen zu lassen. Dabei zeigte sich, dass der inverse Voltaeffekt nur auftrat, wenn der Stromübergang beim Mg erfolgte. Hierauf wurde versucht, denselben Effekt auch noch durch eine Gleichstromglimmentladung zu erzeugen. Dies gelang in der Tat, wenn die Mg-Platte Anode

¹⁾ Lord KELVIN, *Phil. Mag.* **46**, 117, 1898.

²⁾ Vergl. die Tabelle bei G. HOLST und E. OOSTERHUIS, *Physica* **1**, 78, 1921.

war, dagegen genügte schon ein Stromübergang von wenigen Sekunden Dauer in der entgegengesetzten Richtung, um wieder den normalen Effekt herzustellen. Es war nun klar, dass der inverse Voltaeffekt durch eine negative Aufladung der Mg-Elektrode hervorgerufen wird.

Tabelle.

Voltaeffekt	Funkenspannung in Ne mit			ψ Mg
	Kathode=Mg	Kathode=Ag	Differenz	
normal	193 ₅ Volt	193 ₅ Volt	0 Volt	} 10 Volt
verkehrt	187 ₅ „	207 „	19 ₅ „	
normal	168 Volt	192 Volt	24 Volt	} 8 Volt
verkehrt	162 „	202 ₅ „	40 ₅ „	
normal	160 ₅ Volt	186 Volt	25 ₅ Volt	} 4,5 Volt
verkehrt	156 „	190 ₅ „	34 ₅ „	
normal	165 Volt	180 Volt	15 Volt	} 4 Volt
verkehrt	163 ₅ „	186 „	22 ₅ „	

Was jetzt den Zusammenhang zwischen Funkenspannung und Voltaeffekt betrifft, so sind einige Versuchsergebnisse, die bei verschiedenen Gasdrücken erhalten wurden, sich aber ausserdem auch in bezug auf die Reinheit des verwendeten Neons noch relativ stark unterscheiden (bei allen Versuchen strömte das Ne durch ein mit Kokosnussskohle gefülltes Glasrohr, das in flüssige Luft tauchte), in der Tabelle zusammengestellt. Man sieht, dass die Funkenpotentiale, wenn das eine Mal Mg und das andere Mal Ag Kathode ist, gerade dann einen besonders grossen Unterschied zeigen, wenn der Voltaeffekt das umgekehrte Vorzeichen hat. Diese auf den ersten Blick merkwürdige Erscheinung wird sofort verständlich unter Zugrundelegung der von MILLIKAN¹⁾ angegebenen verallgemeinerten EINSTEIN'schen Beziehung zwischen Voltaspannung und langwelliger Grenze des lichtelektrischen Effektes. Da es scheint, dass diese Arbeit, wohl infolge der knappen Schreibweise, nicht überall richtig verstanden wurde, mag es erlaubt sein, hier statt eines einfachen Hinweises den Gedankengang, soweit er auf unsere Versuche Bezug hat, nochmals darzustellen: Bezeichnen ν_a und ν_b die langwelligeren Grenzen (in Schwingungszahlen) zweier Metalle a und b , so lautet bekanntlich die ursprüngliche EINSTEIN'sche Gleichung:

$$h(\nu_b - \nu_a) = e(\Phi_b - \Phi_a) = e \cdot V_{ab}.$$

Bei der Aufstellung dieser Beziehung wird vorausgesetzt, dass die Austrittsarbeit der lichtelektrischen Elektronen, nämlich $h\nu_a$ bzw. $h\nu_b$ gleich ist derjenigen $e\Phi_a$ bzw. $e\Phi_b$ der (Leitungs-)

¹⁾ R. A. MILLIKAN, Phys. Rev. **7**, 18, 1916 und **18**, 236, 1921.

Elektronen, welche die Voltaspannung verursachen. Dies ist nun nach MILLIKAN nicht mehr der Fall, wenn auf einem der beiden Metalle, z. B. auf a , eine Schicht negativer Elektrizität sitzt. Infolge der polarisierenden Wirkung dieser Schicht auf das Metallinnere entsteht dort eine positive Elektrizitätsschicht, im ganzen also eine elektrische Doppelschicht, welche die Oberfläche des Metalls um den Betrag ψ_a gegen das Innere negativ auflädt. Infolgedessen ist die VOLTA'sche Spannungsdifferenz zwischen a und b jetzt

$$V'_{ab} = \Phi_b - \Phi_a - \psi_a = V_{ab} - \psi_a .$$

Werden nun die beiden Metalle nicht direkt miteinander verbunden, sondern wird eine Batterie von der Spannung B dazwischen geschaltet, so ist die wirkliche zwischen den beiden Metalloberflächen herrschende Spannungsdifferenz

$$B_{ab}^* = B + V'_{ab} .$$

Was nun die Photoelektronen betrifft, so soll nach MILLIKAN erstens die langwellige Grenze des Metalls a durch das Vorhandensein der elektrischen Doppelschicht auf a nicht verschoben werden, und es soll zweitens auch die kinetische Energie, mit der die Photoelektronen (die durch Licht der Frequenz ν aus dem Metall losgelöst werden), die Metalloberfläche verlassen, ungeändert bleiben. Wird daher zwischen ein drittes Metall c (Faradayzylinder) und das Metall a eine solche Batteriespannung B_{ac} geschaltet, dass die wirkliche Spannung B_{ac}^* zwischen a und c gerade entgegengesetzt gleich der Voltgeschwindigkeit der aus dem Metall a abgelösten Photoelektronen ist, so muss

$$h(\nu - \nu_a) = e B_{ac}^* = e (B_{ac} + V_{ac} - \psi_a)$$

sein. (Hierbei ist $\psi_c = 0$ vorausgesetzt.) Analog gilt zwischen b und c (wobei auch $\psi_b = 0$ sein soll)

$$h(\nu - \nu_b) = e B_{bc}^* = e (B_{bc} + V_{bc}) .$$

Also wird

$$h(\nu_b - \nu_a) = e (B_{ac} - B_{bc}) + e V'_{ab} .$$

Dies ist die von MILLIKAN verallgemeinerte EINSTEIN'sche Gleichung, welche an Stelle der EINSTEIN'schen zu treten hat, wenn zu dem innern, dem Metall eingepprägten Voltapotentiale Φ_a noch ein unechtes (spurious) Oberflächenpotential ψ_a hinzukommt. Welche Aussagen man über die Beschaffenheit einer solchen Doppelschicht machen kann, damit sie in der angegebenen Weise auf Voltapotentiale, langwellige Grenze und Austrittsgeschwindigkeit der Photoelektronen einwirkt, soll unten kurz besprochen werden.

Was jetzt die Einwirkung der Doppelschicht auf die Funken-
spannung F_{ab} ($a = \text{Kathode}$, $b = \text{Anode}$) betrifft, so ist klar,
dass nicht die zwischen die Platten a und b geschaltete Batterie-
spannung F_{ab} wirksam ist, sondern die wirkliche, zwischen a und b
vorhandene Spannung $F_{ab}^* = F_{ab} + V'_{ab}$. Wird also das eine
Mal a zur Kathode gemacht und b zur Anode, und das zweite
Mal b zur Kathode und a zur Anode, und wird das erste Mal
die Batteriespannung F_{ab} als scheinbare Funken-
spannung gemessen und das zweite Mal F_{ba} , so ist

$$\begin{aligned} F_{ab}^* &= F_{ab} + V'_{ab} = F_{ab} + V_{ab} - \psi_a \\ F_{ba}^* &= F_{ba} + V'_{ba} = F_{ba} - V_{ab} + \psi_a \end{aligned}$$

Also wird die wirkliche Differenz der Funken-
spannungen gleich $F_{ab}^* - F_{ba}^* = F_{ab} - F_{ba} + V'_{ab} - V'_{ba} = F_{ab} - F_{ba} + 2V_{ab} - 2\psi_a$.
Da man nun weiss, dass die Funken-
spannungen der Metalle die-
selbe Reihenfolge haben wie die langwelligen Grenzen (in Schwin-
gungszahlen gemessen), so machen wir die Annahme, dass die
wirkliche Funken-
spannung F_{ab}^* durch das Vorhandensein der
elektrischen Doppelschicht nicht beeinflusst wird, weil ja nach
Milikan auch die langwellige Grenze unbeeinflusst bleibt. Dann
ist also, wenn bei zwei Versuchen das erste Mal $\psi_a \neq 0$ und
das zweite Mal $\psi_a = 0$ ist, doch $(F_{ab}^*)_1 = (F_{ab}^*)_2$ und $(F_{ba}^*)_1 =$
 $(F_{ba}^*)_2$, und der scheinbar gemessene Unterschied wird

$$(F_{ab} - F_{ba})_1 - (F_{ab} - F_{ba})_2 = 2\psi_a.$$

ψ_a wird (vergl. Tabelle) von der Grössenordnung 3—10 Volt.

Über die polarisierende Doppelschicht kann man jetzt fol-
gende Aussagen machen: Eine erste wesentliche Annahme der an-
gegebenen Erklärung des beobachteten Zusammenhanges zwischen
Funken-
spannung und Vorzeichen des Voltaeffektes ist die, dass
die Austrittsarbeit der zur Funkenentladung nötigen Elektronen
aus der Kathode durch die auf derselben sitzende, aussen nega-
tive Doppelschicht zum mindesten nicht vergrössert wird. Diese
Annahme, die mit der MILLIKAN'schen bezüglich der langwelligen
Grenze übereinstimmt, ist durchaus notwendig; denn jede Ver-
grösserung dieser Austrittsarbeit hätte ja eine Erhöhung des
Funken-
potentials zur Folge. Man muss also annehmen, dass es
in der Metalloberfläche, auf (oder richtiger: in) welcher die polari-
sierende Doppelschicht sitzt, zweierlei Elektronen gibt: 1. Photo-
elektronen, die das Metall gerade so leicht verlassen können,
wie wenn keine solche Schicht vorhanden wäre (Austrittsarbeit
 $= \Phi$), und 2. die die Doppelschicht (Potentialsprung $= \psi$) er-
zeugenden Polarisations-
elektronen. Deren Austrittsarbeit beträgt

$\Phi + \psi$, d. h. sie ist um den Betrag ψ grösser als die der Photoelektronen. Ferner sieht man, dass schon die äussere, negativ geladene Belegung der Doppelschicht nicht nur ganz aussen auf der Metalloberfläche sitzen kann, sondern noch eine gewisse Tiefenausdehnung in das Metallinnere besitzen muss: denn es wird bei der Rechnung zweitens angenommen, dass 1. der Entstehungsort der Photo- (bezw. Funkenpotential-) elektronen im Metall schon das Potential $\Phi + \psi$ der Metalloberfläche hat. Dies ist besonders plausibel, wenn man bedenkt, dass die Polarisationselektronen mit beträchtlichen Voltgeschwindigkeiten auf die Metalloberfläche aufprallen, also voraussichtlich tiefer in das Metallinnere eindringen als das die Photoelektronen erzeugende Licht.

Schliesslich sei noch bemerkt, dass der beobachtete umgekehrte Voltaeffekt mit zunehmender Reinheit des Füllgases kleiner wird, so dass bei alleräusserster Reinheit des Gases und der Elektroden nur noch eine Abnahme des normalen Voltaeffektes, aber keine Vorzeichenumkehr mehr nach dem Übergang der Wechselstromglimmentladung bemerkbar war. Dies stimmt mit Beobachtungen von MILLIKAN überein, dass an ganz reinen Metallen keine negative Oberflächenentladung auftritt.

Zürich, 1. Februar 1928, Physikal. Institut der Universität.
