

# ANNALEN DER PHYSIK.

## VIERTE FOLGE. BAND 67.

### 1. *Zur Deutung des Einflusses eines transversalen Magnetfeldes auf das Funkenpotential<sup>1)</sup>;*

*von Edgar Meyer.*

§ 1. In einer früheren Arbeit<sup>2)</sup>, in der ausführlich der Einfluß eines transversalen Magnetfeldes auf das Funkenpotential in Luft untersucht wurde, hatte sich ergeben, daß die Stoßionisationstheorie von Townsend, die sich sonst für Luft gut bewährt hat, versagte, um die Resultate quantitativ zu deuten. Bei diesen Versuchen wurde der Funkenübergang in einem homogenen elektrischen Felde beobachtet, das nach dem Vorgange von Carr<sup>3)</sup> hergestellt war: Zwischen zwei ebenen Messingelektroden befindet sich ein Hartgummiring mit zentraler Bohrung. Der Durchmesser dieser Bohrung ist um so viel kleiner als der Durchmesser der Elektroden, daß im Innern der Öffnung die Homogenität des elektrischen Feldes garantiert ist. Bei einer solchen Funkenstrecke zeigte sich nun, daß die Änderung des Funkenpotentials durch die Magnetfelder von dem *Querschnitt* des homogenen elektrischen Feldes abhängig war, und zwar derart, daß die Funkenpotentialerhöhung mit wachsendem Querschnitt kleiner wurde.

Es war (a. a. O. § 41)<sup>2)</sup> vermutet worden, daß das Versagen der Townsendschen Theorie und das Auftreten dieses merkwürdigen Querschnittseinflusses auf folgendes zurückzuführen sei: Durch das Magnetfeld werden bei den verwendeten Funkenstrecken ein großer Teil der Elektronen an die Wandungen des Hartgummiringes geworfen und kommen dann nicht mehr für weitere Stoßionisation in Betracht, wodurch eine Erhöhung des Funkenpotentials eintreten muß.

Die vorliegenden Versuche sind angestellt, um diese Hypothese auf ihre Gültigkeit zu untersuchen, ausgehend von dem

1) Eine kurze Notiz hierüber findet sich: Edgar Meyer, Arch. de Genève (5) 1. S. 543. 1919.

2) Edgar Meyer, Ann. d. Phys. 58. S. 297. 1919.

3) W. R. Carr, Trans. Roy. Soc. London (A) 201. S. 403. 1903.

Gedanken, daß es möglich sein müsse, diese aus der Funkenbahn durch das transversale Magnetfeld herausgeworfenen Elektronen direkt nachzuweisen.

§ 2. Die verwendete Funkenstrecke ist in Fig. 1 im Durchschnit dargestellt. Die eine Messingelektrode  $A$ , die in Hartgummi ( $B$ ) eingebettet ist, hat einen Durchmesser von 20,0 mm. Hierauf liegt der Bernsteinring  $C$  von der gezeichneten Form: sein äußerer Durchmesser beträgt 29,9 mm, derjenige des Loches

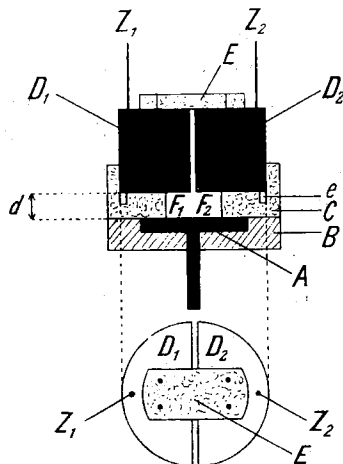


Fig. 1.

10,5 mm, die Dicke  $d = 5,05$  mm. (Ein zweiter zur Verwendung gelangender Bernsteinring hat die Dimensionen: Lochdurchmesser 6,2 mm,  $d = 3,81$  mm.) Auf dem Bernsteinring sitzt die zweite unterteilte Elektrode, ebenfalls aus Messing, die aus den beiden Halbzylindern  $D_1$  und  $D_2$  besteht, welche an ihren oberen Flächen durch das gestiftete Bernsteinstück  $E$  auseinander gehalten werden. Der Luftspalt zwischen diesen beiden Teilelektroden beträgt zwischen 0,3 und 0,4 mm. Damit  $D_1$  und  $D_2$  exakt auf den Bernsteinringen aufliegen, besitzen diese die eingedrehte Nute  $e$ .  $Z_1$  und  $Z_2$  sind die Zuleitungen zu der geteilten Elektrode. Im unteren Teile der Fig. 1 ist die Doppel­elektrode in der Aufsicht dargestellt. Die ganze Anordnung befindet sich in einem Glasgefäß, welches beliebig ausgepumpt und mit trockener atmosphärischer Luft

von passendem Druck  $p$  nach der früher angegebenen Methode<sup>1)</sup> gefüllt werden kann. Die Druckmessungen wurden mit dem, ebenfalls früher beschriebenen McLeod-Manometer mit Kompensationssteigrohr ausgeführt.

Die Schaltung zur Bestimmung des Funkenpotentials ist in Fig. 2 dargestellt; sie hat den Zweck, die Funken entweder zwischen der Elektrode  $A$  und  $D_1$  (Fig. 1) oder zwischen  $A$  und  $D_2$  überspringen zu lassen. Der Kürze halber seien diese

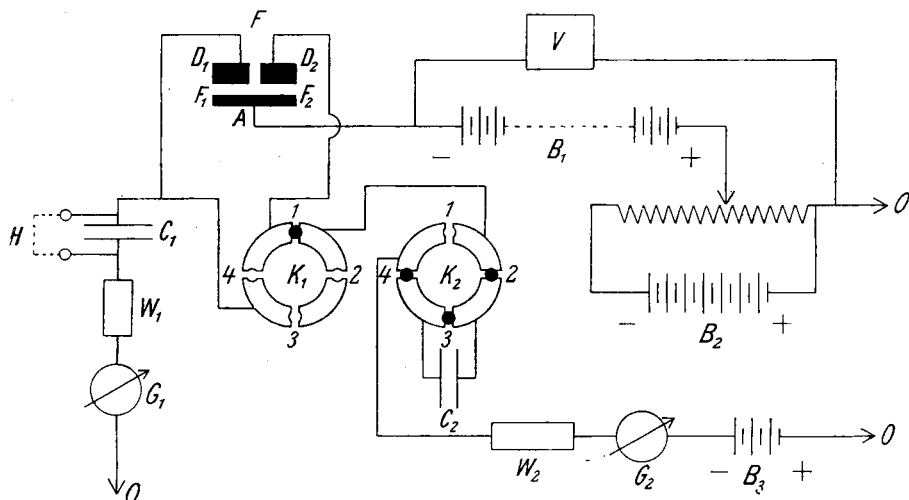


Fig. 2.

Teilfunkenstrecken mit  $F_1$  bzw.  $F_2$  bezeichnet. In Fig. 2 bedeutet  $F$  die Funkenstrecke. An die ungeteilte Elektrode läßt sich vermittelst der Hochspannungsbatterie  $B_1$  und der Potentiometerschaltung  $B_2$  ein beliebiges Potential anlegen, das mit dem geeichten Präzisionsvoltmeter  $V$  auf  $\pm 1$  Volt genau abzulesen ist. Von  $D_1$  führt eine Leitung über die Blockkapazität  $C_1$  (0,01 Mikrofard), welche mit dem Bügel  $H$  kurz geschlossen werden kann, über den Widerstand  $W_1$  ( $1 \cdot 10^6$  Ohm) und über das Galvanometer  $G_1$  (Empfindlichkeit  $5,3 \cdot 10^{-10}$  Amp. pro Skalenteil) zur Erde. Von  $D_2$  führt die Leitung über die Stöpselumschalter  $K_1$  und  $K_2$ , den Widerstand  $W_2$  ( $1 \cdot 10^6$  Ohm), das Galvanometer  $G_2$  (Empfindlichkeit  $3,1 \cdot 10^{-10}$  Amp. pro

1) Edgar Meyer, Ann. d. Phys. 58. S. 297. 1919. § 21.

Skalenteil) und die Batterie  $B_3$  (2—10 Volt) ebenfalls zur Erde. Durch Ziehen des Stöpsels Nr. 3 von  $K_2$  kann auch in diesen Kreis eine Blockkapazität  $C_2$  (0,01 Mikrofara<sup>d</sup>) eingeschaltet werden. Befindet sich der Stöpsel von  $K_1$  in Loch Nr. 4, so sind  $D_1$  und  $D_2$  miteinander verbunden und liegen beide parallel über  $G_1$  an Erde. Die Blockkapazitäten sind notwendig, um allzu starke Funken zu vermeiden. Daß man auf diese Weise sehr exakt die Funkenpotentiale bestimmen kann, ist a. a. O. gezeigt worden.

Die ganze Funkenstrecke befand sich zwischen den ebenen Polen eines Elektromagneten, die einen Durchmesser von 8,6 cm und einen Abstand von 3,4 cm hatten. Es wurde immer mit einer Magnetisierungsstromstärke von  $J = 3,0$  Ampere gearbeitet, die ein genügend homogenes Feld von  $\mathfrak{H} = 2430$  Gauss ergab. Sollte ohne Magnetfeld beobachtet werden, so wurde der Magnet durch abnehmende Kommutierung entmagnetisiert. Das gleiche geschah, falls die Richtung des Magnetfeldes um  $180^\circ$  gedreht werden sollte. Die Justierung der Funkenstrecke im Magnetfeld erfolgte so, daß die Kraftlinien parallel den Elektrodenoberflächen und parallel dem Luftspalt zwischen  $D_1$  und  $D_2$  verliefen.

Zur Aufhebung der Verzögerung<sup>1)</sup> wurde die Funkenstrecke mit einem Radiumpräparat (5 mg  $\text{RaBr}_2$ ) bestrahlt.

§ 3. Vor Beschreibung der eigentlichen Messungen sollen die Kontrollmessungen angeführt werden, die zeigen, daß die unterteilte Funkenstrecke sauber arbeitet.

1. Wurden die beiden Teilelektroden parallel geschaltet (im folgenden immer bezeichnet als „ $F_1 + F_2$ “), so ergab sich das Funkenpotential z. B. bei einem Druck von  $p = 3,91$  mm und einer Temperatur der Funkenstrecke von  $t = 21,8^\circ \text{C}$ . bei  $d = 5,05$  mm zu  $V = 478$  Volt. Hierbei ist also das Produkt  $p \cdot d = 19,75$ . Die alten Versuche (a. a. O. Kurve Fig. 8) mit nicht unterteilter Funkenstrecke ergeben für  $p d = 19,75$  und ziemlich derselben Temperatur  $V = 475$  Volt, also gute Übereinstimmung innerhalb der damals angegebenen Fehlergrenze von  $\pm 5$  Volt. Ähnliche Übereinstimmung wurde fast immer erhalten. Dieses Ergebnis zeigt, daß der Luftspalt in der

1) E. Warburg, Wied. Ann. 59. S. 1. 1896.

unterteilten Elektrode das elektrische Feld nicht merkbar inhomogen macht.

2. Daß beide Teilfunkenstrecken  $F_1$  und  $F_2$  einzeln dasselbe Funkenpotential ergeben, wurde so bewiesen. Um den Funken nur in  $F_1$  übergehen zu lassen, wurde  $D_2$  durch die Batterie  $B_3$  auf  $V_2 = -10$  Volt geladen, falls die Elektrode  $A$  negatives Potential hatte (Schaltung wie Fig. 2). Dann ist in  $F_2$  die Potentialdifferenz immer um 10 Volt *kleiner* als in  $F_1$ , es kann also hier der Funken nicht übergehen. Um darauf in  $F_2$  den Funkenübergang allein zu haben, wird die Spannung von  $B_3$  kommutiert, also  $D_2$  auf  $V_2 = +10$  Volt gebracht. Jetzt ist die Potentialdifferenz in  $F_2$  um 10 Volt *größer* als in  $F_1$  und es entsteht hier der Funke. Um auch in diesem Falle keine zu starke Energieentwicklung im Funken zu haben, wird kurz vor dem Funkenübergang Stöpsel Nr. 3 von  $K_2$  gezogen, also die Blockkapazität  $C_2$  eingeschaltet. Das am Voltmeter abgelesene Potential  $V$  ist dann das um 10 Volt zu kleine Funkenpotential. Das Resultat einer Messung ist folgendes:

$V_2$	Funken in	$V$	Mittel	Differenz
+ 10	$F_2$	349	350 360	10
- 10	$F_1$	359		
+ 10	$F_2$	351		
- 10	$F_1$	361		

Beide Teilelektroden zeigen also dasselbe Funkenpotential.

3. Es wurde weiter untersucht, ob etwa das Funkenpotential in  $F_1$  durch die Größe der Gegenspannung  $V_2$ , die an  $F_2$  liegt, beeinflusst wird. Bei diesen Versuchen war Kontakt Nr. 3 von  $K_2$  geschlossen. Die folgende Messung zeigt, daß diese Beeinflussung nicht vorhanden ist.

Funken in  $F_1$ .

$V_2$	- 10	- 8	- 4	- 2 Volt
$V$	390	391	390	390 Volt

4. Ohne Magnetfeld sollte kein Einfluß des Querschnittes der Funkenstrecke vorhanden sein, das Funkenpotential sollte

also unabhängig davon sein, ob  $F_1 + F_2$  oder  $F_1$  (Gegenspannung an  $F_2$ ) geschaltet ist. Daß dieses genügend genau (bis auf 1—2 Volt) zutrifft, zeigt folgende Meßreihe:

$$V_2 = 4 \text{ Volt.}$$

$F_1 + F_2$	367		369		369		Mittel 368,3	Differenz
$F_1$		369		371		370	370	1,7 Volt

5. Daß sich *auch im Magnetfeld* beide Teilfunkenstrecken sehr nahe gleich verhalten, also dieselbe Funkenpotentialerhöhung ergeben, zeigt die folgende Meßreihe. Hierbei war das Funkenpotential ohne Magnetfeld 370 Volt;  $\Phi_+$  bzw.  $\Phi_-$  bedeutet, daß das Magnetfeld kommutiert ist.

$V_2$	Funken in	$V$	also Funken- potential
$\Phi_+$	+ 4 $F_2$	761	765
	- 4 $F_1$	765	765
	+ 4 $F_2$	761	765
	- 4 $F_1$	766	766
	+ 4 $F_2$	760	764
	- 4 $F_1$	765	765
$\Phi_-$	- 4 $F_1$	761	761
	+ 4 $F_2$	758	762
	- 4 $F_1$	762	762
	+ 4 $F_2$	759	763
	- 4 $F_1$	762	762
	+ 4 $F_2$	760	764

§ 4. Wenn die in § 1 ausgesprochene Vermutung richtig ist, daß im Magnetfeld der Einfluß des Querschnittes der Funkenstrecke dadurch zustande kommt, daß die Elektronen gegen die feste Ringwandung geworfen werden und dadurch für weitere Stoßionisation ausschalten, dann sollte auch jetzt die Trennungsfläche zwischen den Teilfunkenstrecken  $F_1$  und  $F_2$  genau dieselbe Wirkung ausüben können. Setzen wir die Schaltung  $F_1$  voraus, an  $D_2$  liege also eine kleine Gegenspannung. Wird dann ein Elektron durch das Magnetfeld von  $F_1$  nach  $F_2$  getrieben, so kommt es hier in ein etwas kleineres elektrisches Feld, wo es sich durch Stoß weniger oder gar nicht vermehrt;

jedenfalls ist es für den Ionisierungsprozeß in  $F_1$  verloren. Um daher trotz dieses Elektronenverlustes einen Funken in  $F_1$  zu erzeugen, muß ein höheres Potential an  $F_1$  angelegt werden.

In Tab. 1 ist als Beispiel eine ausführliche Meßreihe wiedergegeben, aus der dieser Querschnittseinfluß deutlich zu erkennen ist. Dabei bedeutet  $\mathfrak{S}_+$  solche Richtung des Magnetfeldes, durch welche die Elektronen (ebenso natürlich auch die positiven Elektrizitätsträger) von  $F_1$  nach  $F_2$  getrieben werden<sup>1)</sup>,  $\mathfrak{S}_-$  bedeutet Umkehrung dieser Richtung um  $180^\circ$ .

Tabelle 1.

29. August 1919.

$p = 3,49$  mm Hg.  $d = 3,81$  mm.  $V(\mathfrak{S} = 0) = 403$  Volt.  $V_2 = -4$  Volt.  
 $C_2$  kurz geschlossen.

Schaltung	$V$ gemessen	Funkenpotential	Mittel	Differenz $F_1 - (F_1 + F_2)$
a) $\mathfrak{S}_- = 2430$ Gauss				
$F_1 + F_2$	629; <u>619</u> ; 620; <u>619</u>	619		
$F_1$	620; <u>628</u> ; 628; <u>627</u>	627		
$F_1 + F_2$	623; 620; <u>619</u> ; <u>619</u>	619		
$F_1$	620; 627; <u>626</u> ; <u>629</u>	626		
$F_1 + F_2$	628; <u>619</u> ; <u>619</u> ; <u>619</u>	619	619	
$F_1$	620; <u>630</u> ; <u>629</u> ; <u>629</u>	629	627	8
b) $\mathfrak{S}_+ = 2430$ Gauss				
$F_1 + F_2$	668; <u>621</u> ; <u>621</u> ; <u>622</u>	621		
$F_1$	626; <u>631</u> ; <u>630</u> ; <u>630</u>	630		
$F_1 + F_2$	629; <u>621</u> ; <u>621</u> ; <u>621</u>	621		
$F_1$	625; <u>630</u> ; <u>630</u> ; <u>630</u>	630		
$F_1 + F_2$	630; <u>621</u> ; <u>621</u> ; <u>621</u>	621	621	
$F_1$	622; <u>630</u> ; <u>630</u> ; <u>630</u>	630	630	9

In Tab. 1 sind unter den gemessenen  $V$ -Werten diejenigen als wirkliches Funkenpotential angesprochen, welche mit dem kleinsten Galvanometerausschlag verbunden waren; sie sind

1) Ist also, wie fast immer, die ungeteilte Elektrode negativ geladen, so müssen die magnetischen Kraftlinien in Fig. 1 und Fig. 2 bei  $\mathfrak{S}_+$  senkrecht zur Zeichnungsebene und zwar von vorne nach hinten verlaufen.

in der Tabelle unterstrichen. Es wird angenommen, daß diese Werte keine Verzögerung mehr aufweisen. Über den merkwürdigen Gang in den  $V$ -Werten wird in § 7 noch zu sprechen sein.

Es ergibt sich also durchweg, daß die Funkenpotentialerhöhung in  $F_1$  größer ist als die in  $F_1 + F_2$ , wo der größere Querschnitt vorhanden ist. Bei  $\S_+$  wirkt, wie oben auseinander-gesetzt,  $F_2$  als Elektronenfänger, bei  $\S_-$  aber die gegenüber-liegende Wandung des Bernsteinringes. Dabei wird in dem letzteren Falle nicht etwa durch solche Elektronen, die aus  $F_2$  nach  $F_1$  getrieben werden, der Verlust in  $F_1$  ersetzt, da das Potential in  $F_2$  nicht groß genug ist, um hier Elektronen in genügender Menge<sup>1)</sup> neu zu erzeugen.

Die Resultate einiger ähnlicher Versuche seien abgekürzt mitgeteilt:

$$V_2 = -4 \text{ Volt.}$$

$\S$	$p =$	1,82	1,45	3,22	4,85	2,44
+	$F_1 - (F_1 + F_2) =$	14	8	9	5	9
-		13	8	8	6	8

§ 5. Es sollte nun auch möglich sein, direkt die Elek-tronen nachzuweisen, welche bei  $\S_+$  von  $F_1$  nach  $F_2$  geworfen werden. Macht man zu diesem Zwecke die Schaltung der Fig. 2, läßt also den Funken nur in  $F_1$  überspringen, indem man an  $D_2$  eine kleine Gegenspannung legt, so gibt beim Funkentübergang aber das Galvanometer  $G_2$  auch dann einen Ausschlag ( $\alpha_2$ ), wenn das magnetische Feld Null ist. Dieser Ausschlag ist nicht etwa durch eine Induktionswirkung von  $F_1$  auf  $F_2$  verursacht. Denn wenn man  $A$  metallisch mit  $D_1$  verbindet und hierdurch einen Stromstoß von der gleichen Größe sendet, wie er bei einem Funken in  $F_1$  auftritt, so ist  $\alpha_2 = 0$ . Es geht auch nicht etwa in  $F_2$  trotz des kleineren Feldes doch ein Funken über, denn  $\alpha_2$  behält dieselbe Größe, gleichgültig ob die Blockkapazität  $C_2$  eingeschaltet oder kurz

1) Vgl. dazu den Anfang von § 5.



geschlossen ist. Bei wirklichem Funkenübergang in  $F_2$  müßte aber im zweiten Falle  $\alpha_2$  bedeutend größer werden.

Der Ausschlag  $\alpha_2$  im Magnetfeld Null scheint durch eine Notiz von Peace<sup>1)</sup> erklärt zu sein. Dieser untersuchte das Funkenpotential zwischen größeren ebenen oder schwach konvexen Elektroden und beobachtete: „In dem Falle einer ebenen oder konvexen Scheibe ist die purpurne Entladung zuerst in der Mitte und schmal; bei abnehmendem Druck breitet sie sich mehr und mehr aus und füllt bei tieferem Druck (16 mm Hg) den Raum zwischen den Platten aus.“ (Plattendurchmesser ungefähr 6,5 cm.) Ebenso sagt er: „Bei den ebenen Platten war die Entladung immer über den Raum zwischen den Platten zerstreut.“

Aus diesen Beobachtungen von Peace ergibt sich, daß die Funkenbahn nicht eng und schmal ist, sondern stark diffus, wodurch sich ungezwungen die Leitfähigkeit in  $F_2$  bei unseren Versuchen erklärt.

Der Einfluß des Magnetfeldes zum Nachweis der von  $F_1$  nach  $F_2$  hinübergeworfenen Elektronen (in derselben Richtung werden auch die positiven Träger transportiert) muß also darin bestehen, daß der Ausschlag  $\alpha_2$  im Vergleich zu  $\alpha_1$  bei  $\mathfrak{H}_+$  größer, bei  $\mathfrak{H}_-$  aber kleiner wird als bei  $\mathfrak{H} = 0$ . Das letztere muß der Fall sein, weil  $\mathfrak{H}_-$  die Diffusion der Elektrizitätsträger von  $F_1$  nach  $F_2$  erschwert, bzw. einen Teil derselben nach  $F_1$  zurückführt.

Tab. 2 gibt ein typisches Beispiel einer solchen Messung.  $\alpha_1$  bedeutet den Ausschlag des Galvanometers  $G_1$ , er ist ein Maß für die beim Funken in  $F_1$  übergehende Elektrizitätsmenge. Die überstrichenen Größen sind Mittelwerte. Wird der Funken statt in  $F_1$  in  $F_2$  erzeugt, so muß die Wirkung von  $\mathfrak{H} \pm$  umgekehrt sein, dasselbe gilt, wenn die ungeteilte Elektrode positiv geladen wird. Soll  $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$  direkt das Verhältnis der in  $F_1$  bzw.  $F_2$  übergehenden *Elektrizitätsmengen* angeben, so muß  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  auf gleiche Galvanometerempfindlichkeit umgerechnet werden, also dadurch, daß z. B.  $\alpha_2$  multipliziert wird mit 3,1/5,3 (Galvanometerempfindlichkeiten vgl. § 2).

1) J. B. Peace, Proceed. Roy. Soc. London 52. S. 99. 1892.

Tabelle 2.

1. September 1919.

$d = 3,81$ .  $p = 3,81$ .  $t = 19,5^\circ \text{C}$ .  $V_2 = + 4 \text{ Volt}$ . Elektrode A positiv.  
 $C_2$  kurz geschlossen. Funken in  $P_1$ .

$\Phi$	$V$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\overline{\alpha_1}$	$\overline{\alpha_2}$	$\overline{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \cdot 10$	$\Phi$	$V$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\overline{\alpha_1}$	$\overline{\alpha_2}$	$\overline{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \cdot 10$
0	420 421						+	668 632					
	421	32	25					631	26	11			
		32	25						26	12			
		32	25					632	26	11			
	421	32	25	32	25	7,8		631	26	11	26	11,3	4,4
+	660 639						-	665 629					
	639	27	12					631	30	39			
		27	12						15	20			
		27	12						43	57			
	641	27	12	27	12	4,4		630	15	19	14,7 <sup>1)</sup>	19,3 <sup>1)</sup>	13,1
-	666 634						0	420					
	634	46	60					419	11	8			
		30	40						11,5	8,5			
		15	20						22	18			
		15	20					420	22	17			
	632	15	20	15,1 <sup>1)</sup>	20 <sup>1)</sup>	13,2			22,5	17,5	11,1 <sup>1)</sup>	8,6 <sup>1)</sup>	7,8

Die Tab. 2 zeigt das erwartete Resultat. Die folgende Tab. 3 gibt das gleiche Endresultat sämtlicher 14 Versuche wieder. Da sich für das Verhältnis  $\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \cdot 10$  (bzw. für  $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \cdot 10$  falls der Funken in  $P_2$  übergeht) in dem untersuchten Druckintervall von 1,35 bis 4,70 mm Hg keine beträchtliche Druckabhängigkeit zeigt, so sind einfach die Mittel dieser Werte angegeben.

§ 6. Es sei noch auf einige interessante Beobachtungen hingewiesen, die sich im Laufe dieser Versuche ergaben.

Sehr oft wurde bemerkt, daß bei aufeinanderfolgenden Funkenübergängen unter denselben Bedingungen die Galvano-

1) Diese Mittelwerte sind gebildet, indem den Einzelwerten Gewichte proportional ihrer Größe beigelegt wurden. Vgl. über diese Werte auch § 6.

Tabelle 3.

$d$	Funken in $F_1$			Funken in $F_2$			Elek- trode $A$	
	$\Phi =$	0	+	-	0	+	-	
5,05	$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \cdot 10 = 6,3$		9,2	6,7	$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \cdot 10 = 12,9$	10,5	14,7	-
3,81		7,1	10,2	6,3	13,5	9,7	15,3	-
3,81		7,9	4,4	13,2				+

meterausschläge  $\alpha_1$  bzw.  $\alpha_2$  sich nahe verhielten wie die kleinen ganzen Zahlen. In Tab. 2 sind solche Fälle vorhanden, z. B.  $\alpha_1 = 46, 30, 15$  bzw.  $\alpha_2 = 60, 40, 20$ . Hier verhalten sich die aufeinanderfolgenden Werte wie 3:2:1. Eine Erklärung für diese merkwürdige Erscheinung mag vielleicht darin gefunden werden, daß diese Funken primär durch 3, 2 und 1 Elektron ausgelöst wurden, da ja nach Townsend der Stoßionisationsstrom proportional der Anzahl der primär vorhandenen Elektronen ist.

Woher es kommt, daß meistens zum Einsetzen des *ersten* Funkens ein größeres Potential notwendig ist, als für die folgenden Funken, eine vielleicht zuerst von Faraday<sup>1)</sup> gefundene Erscheinung, bleibt ganz unklar. Die *kleinen* immer beobachteten Funkenpotentialschwankungen halte ich dagegen für hervorgerufen durch noch vorhandene minimale Funkenverzögerungen. Dafür spricht auch, daß die Galvanometerausschläge um so größer werden, je mehr sich das einzelne Funkenpotential von dem beobachteten niedrigsten Werte in einer Beobachtungsreihe entfernt. Denn die Funkenentladung setzt dann aus, wenn sich die Blockkapazität so weit aufgeladen hat, daß die Potentialdifferenz an den Elektroden der Funkenstrecke um ein geringes tiefer ist, als diejenige, die notwendig ist, um eine selbständige Entladung zu unterhalten.<sup>2)</sup> Die zu dieser Aufladung der Kapazität notwendige Elektrizitätsmenge ist aber um so größer, je mehr die an die Funkenstrecke angelegte Spannung das wirkliche Funkenpotential übertrifft.

1) M. Faraday, Experimental Researches § 1417.

2) Der Potentialabfall in der Batterie kommt wohl bei den minimalen Strömen nicht in Betracht.

Ausgehend von diesen Überlegungen wurden als endgültige Funkenpotentiale die *kleinsten* beobachteten Werte, die auch mit den kleinsten Galvanometerausschlägen verbunden waren, angesprochen<sup>1)</sup>, und es wurden nicht mehr wie früher<sup>2)</sup> die gemessenen Werte gemittelt.

§ 7. Eine weitere sehr merkwürdige Erscheinung mag an Hand von Tab. 1 erläutert werden. Das Funkenpotential  $V$  im Magnetfeld bei der Schaltung  $F_1 + F_2$  ist kleiner als bei der Schaltung  $F_1$ . Es ergibt sich nun durchweg, daß, wenn vorher  $V$  in der Schaltung  $F_1 + F_2$  gemessen wurde, die ersten Werte von  $V$  bei Schaltung  $F_1$  noch klein sind und erst allmählich auf den höheren Wert ansteigen. Ebenso bleiben die ersten  $V$ -Werte bei  $F_1 + F_2$  noch größer, wenn die  $F_1$ -Messungen vorher gingen. Es liegt hier also eine Art *Nachwirkung* vor.

§ 8. *Zusammenfassung.* Wirkt auf eine Carrsche Funkenstrecke, bei welcher der inhomogene Teil des elektrischen Feldes durch einen Hartgummiring abgedeckt ist, ein transversales Magnetfeld ein, so werden Funkenpotentialänderungen beobachtet, die aber vom Querschnitte der Funkenstrecke abhängen. Die vorliegenden Versuche stützen die früher (a. a. O.) ausgesprochene Vermutung, daß dieser Querschnittseinfluß dadurch hervorgerufen wird, daß im Magnetfeld ein Teil der Elektronen an die Ringwandung geworfen werden und dann für die weitere Stoßionisation außer Betracht fallen.

Will man daher die Townsendsche Theorie auf das Funkenpotential im Magnetfeld anwenden, so muß dieser Einfluß vermieden werden. Hr. stud. M. Wehrli ist bei mir mit derartigen Versuchen beschäftigt, er wird in kürzester Zeit über seine Versuche in diesen Annalen berichten.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

---

1) Ebenso gemessen in: Edgar Meyer, Ann. d. Phys. 65. S. 335. 1921.

2) Edgar Meyer, Ann. d. Phys. 58. S. 297. 1919.