

10. *Ueber Lichtknoten in Kathodenstrahlenbündeln unter dem Einflusse eines Magnetfeldes; von E. Wiedemann und A. Wehnelt.*

Geht von einer ebenen Kathode  $K$  (Fig. 1) ein Bündel paralleler Kathodenstrahlen  $k_1, k_2 \dots k_n$  entgegen einem Kraftlinienbündel  $l_1, l_2 \dots l_n$ , das von einem Pole  $P$  ausgeht oder zu ihm hinläuft, so wird dasselbe, wie von verschiedenen Seiten nachgewiesen ist, zu einem convergirenden Kegel gesammelt, dessen Spitze bei dem Pole  $P$  liegt.

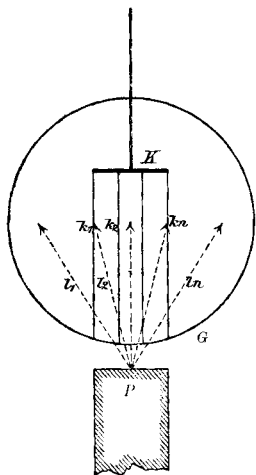


Fig. 1.

Hr. K. Birkeland<sup>1)</sup> hat gefunden, dass beim Annähern von  $P$  aus grösserer Entfernung an die Glaswand  $G$  abwechselnd kleinere und grössere Flächen derselben von dem Bündel zum Leuchten erregt werden.

Von der Hypothese ausgehend, dass die Kathodenstrahlen in fortgeschleuderten Theilchen bestehen, hat Hr. Poincaré<sup>2)</sup> die Erscheinung discutirt. Der Einfachheit wegen nimmt er an, dass eine der Kraftlinien senkrecht auf der Mitte der Platte steht. Diese macht er zur  $Z$ -Axe. Er zeigt, warum es für die Erscheinung gleichgültig ist, ob  $P$  ein Nord- oder Südpol ist. Er weist ferner nach, dass jeder Kathodenstrahl sich auf einem Kegel bewegt, dessen eine Tangente mit der  $Z$ -Axe zusammenfällt. Dabei schneidet er die  $Z$ -Axe ein oder mehrere Male. Dasselbe tritt an demselben Punkte  $p$  der  $Z$ -Axe natürlich für alle von einem Kreise, dessen Mittelpunkt auf der  $Z$ -Axe liegt, ausgehenden Strahlen ein und nahezu für alle von der Platte ausgehenden Strahlen. Auf der  $Z$ -Axe müssen eine Reihe heller Stellen entstehen.

1) K. Birkeland, Arch. de Gen. (4) 1. p. 497. 1896.

2) H. Poincaré, Compt. rend. 123. p. 530. 1896.

Ist  $\mu$  die magnetische Masse des Magnetpoles,  $e$  die materielle Masse der fortgeschleuderten Theilchen,  $\varepsilon$  ihre Ladung,  $V$  ihre Geschwindigkeit,  $\varphi$  der Radius des Kreises, von dem die Strahlen ausgehen,  $\omega$  der halbe Oeffnungswinkel des Kegels und  $c$  eine Constante, so ist

$$\sin \omega = c \frac{V}{\mu} \cdot \frac{\varepsilon}{e} \varphi.$$

Nehmen wir an, was ja nach den Versuchen von W. Kaufmann<sup>1)</sup> und J. J. Thomson<sup>2)</sup> höchstwahrscheinlich ist, dass  $\varepsilon/e$  eine Constante ist, und setzen wir  $c(\varepsilon/e) = C$ , so wird

$$\sin \omega = C \cdot \frac{V}{\mu} \cdot \varphi.$$

Die Schnittpunkte der Kathodenstrahlen mit der Axe bez. die Convergenzpunkte liegen in Abständen vom Pole  $a_1 a_2 \dots$ , wo  $a_1$  dem Knoten entspricht, der am nächsten der Kathode liegt:

$$a_1 = \frac{\varphi}{\sin \varphi}, \quad a_2 = \frac{\varphi}{\sin 2\varphi} \dots a_n = \frac{\varphi}{\sin n\varphi}.$$

Dabei ist  $\varphi = 2\pi \sin \omega$ .

Ein Schneiden der Axe kann überhaupt nur eintreten, wenn  $\varphi > \pi$ ,  $\sin \omega > \frac{1}{2}$  und nur für Vielfache von  $\varphi$ , die kleiner als  $\pi$  sind.

Die Gleichungen sagen aus: Die unter verschiedenen Versuchsbedingungen einander entsprechenden Knoten liegen um so näher an dem Pole, je grösser  $\varphi$  bez.  $\omega$  ist, d. h. je schwächer der Magnetpol ist, und je grösser die Geschwindigkeit ist, da diese aber mit dem Potential an der Kathode wächst, je höher dieses, oder je tiefer der Druck ist.

Man kann auch sagen:

*Die Vereinigungspunkte der Strahlen rücken mit abnehmendem Drucke und mit abnehmender Stärke des Magnetfeldes nach dem Magnetpole hin.*

Die Abstände der aufeinander folgenden Knoten sind:

$$a_1 - a_2 = C \left( \frac{1}{\sin \varphi} - \frac{1}{\sin 2\varphi} \right), \quad a_2 - a_3 = C \left( \frac{1}{\sin 2\varphi} - \frac{1}{\sin 3\varphi} \right).$$

Man sieht ohne weiteres, dass diese Differenzen immer

1) W. Kaufmann, Wied. Ann. **61**. p. 544; **62**. p. 596. 1897.

2) J. J. Thomson, Phil. Mag. **44**. p. 293. 1897.

kleiner werden, d. h. *die Knoten rücken nach dem Pole zu näher aneinander.*

Um diese Consequenzen aus der Poincaré'schen Theorie zu prüfen, wurde folgende Anordnung benutzt:

*A* (Fig. 2) ist ein cylindrisches Glasrohr (2,2 cm weit, 18 cm lang), das an den Enden umgebogen ist. Auf dasselbe sind zwei Zinkplatten  $Z_1$  und  $Z_2$  gekittet,  $p$  geht zur Pumpe. *E* ist ein Electromagnet. Der Abstand zwischen Pol und der inneren Fläche der unteren Platte ist 1,2 cm.  $\gamma$  ist ein Glimmerblatt. Ist  $Z_1$  Kathode und *A* hinlänglich weit ausgepumpt, so geht von  $Z_1$  ein relativ schmales Kathodenstrahlenbündel aus. Wird der Electromagnet erregt, so verwandelt sich der Kathodenstrahlenvollcylinder in einen *Hohlcylinder*, die Kathodenstrahlen setzen sich auf der Platte an einen Kreisring an, dessen Entstehung später eingehender behandelt werden soll. In *A* verläuft ein schmales Lichtstrahlenbündel, das eine ganze Reihe von helleren Stellen, *Knoten*, zeigt (vgl. Fig. 2). Die Erscheinung erinnert an die einer schwingenden Saite bei stehenden Schwingungen. Dieses innere helle

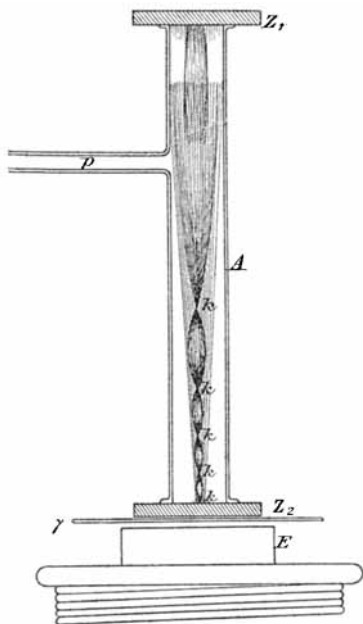


Fig. 2.

Strahlenbündel ist von einer kegelförmigen Lichthülle umgeben.

Man sieht deutlich, wie die Kathodenstrahlen sich in die Knoten hineinwinden und zwar je nach dem Vorzeichen des Magnetpoles im einen oder anderen Sinne. Dieser Unterschied in der Bewegungsrichtung tritt besonders hervor, wenn man den Magneten excentrisch stellt und dadurch die Kathodenstrahlen längs der Wand des Rohrs hinlaufen lässt.

Die abnehmenden Knotenabstände nach dem Magnetpol zu sind unmittelbar zu sehen; der von der Theorie vorausgesagte

Einfluss einer Aenderung des Magnetfeldes und des Druckes ist leicht zu prüfen.

Einige Zahlenangaben mögen das obige erläutern: Durch die Windungen des Electromagneten werden Ströme von 8 und 14 Amp. geschickt. Die Drucke  $p$  wurden mit einem MacLeod'schen Manometer, die Entladungspotentiale  $\pi$  durch eine neben-geschaltete Funkenstrecke bestimmt.

Es ergab sich:

$p = 0,03$ mm Hg	$i = 8$ Amp.	$a = -$	1,8	4,5	7	cm
$\pi = 1800$ Volt	$= 14$ „	$= 1$	2,9	5,5	9	„
$p = 0,0182$ mm Hg	$i = 8$ „	$a = -$	0,3	2	5,5	„
$\pi = 4000$ Volt	$= 14$ „	$= 0,5$	1,5	3,5	7,5	„

Die Zahlen bestätigen durchweg die oben aufgestellten Sätze.

Entsprechende Knoten erhält man, wenn man (Fig. 3) ein cylindrisches Rohr  $G$  (bei uns 45 cm lang und 1,8 cm weit) mit zwei kreisförmigen Electroden  $e_1$  oder  $e_2$  in eine Magnetisirungsspirale  $F$  (sie hatte bei uns 50 Windungen auf das Centimeter) bringt. Die von  $e_1$  ausgehenden Kathodenstrahlen bewegen sich in einem divergirenden Kraftlinienfelde. Bei hinlänglicher Verdünnung sieht man zwischen der Endfläche des Solenoid und  $e_1$  einen deutlichen Knoten, dann nach  $F$  zu einen solchen und endlich in dem Solenoid, soweit man hineinsehen kann, eine ganze Reihe.

Sehr schön lässt sich die oben erwähnte Erscheinung der Wicklung der Kathodenstrahlen beobachten.

Verschiebt man das Solenoid, so thun dies auch die Knoten um eine entsprechende Strecke, rückt es sehr nahe an die Kathode, so werden die Knoten verwaschener.

Bei Aenderungen der Stromstärke, also des Magnetfeldes und des Druckes, ändern sich die Knotenabstände, wie bei Anwendung eines Magneten.

War z. B. der Abstand zwischen dem Ende des Solenoides und der Kathode 7 cm und rechnet man die Lage der Knoten

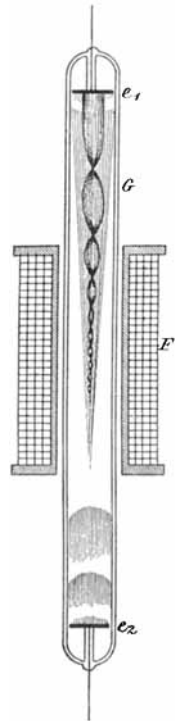


Fig. 3.

von diesem Ende, so war für  $p=0,026$  mm Hg,  $i=23$  Amp.,  $a=1,5$  cm,  $i=13$  Amp.,  $a=0$ ,  $i=9$  Amp.,  $a$  negativ, d. h. der Knoten liegt im Solenoid.

Für  $p=0,052$  mm Hg,  $i=22$  Amp.,  $a=2,5$  cm,  $i=13,5$  Amp.,  $a=0,5$  cm,  $i=9,5$  Amp.,  $a=-0,2$  cm.

Untersucht wurde noch, ob die Erscheinungen sich an den Kathodenstrahlen oder den Glimmlichtstrahlen abspielen. Dazu wurde die senkrecht zur Rohraxe stehende Kathode  $e_1$  durch eine gegen dieselbe um  $45^\circ$  geneigte ersetzt, die Kathodenstrahlen trafen überwiegend auf die Wand, das Glimmlicht war deutlich im Rohr ausgebildet. Die charakteristischen Erscheinungen waren nicht zu sehen.

Die obigen Versuche zeigen, dass *die in einem Kathodenstrahlenbündel im divergirenden Magnetfelde auftretenden Knoten vollkommen den aus der Theorie folgenden Erscheinungen entsprechen.*

(Eingegangen 3. Februar 1898.)

---