Sitzungsberichte

der

mathematisch-physikalischen Classe

der

k. b. Akademie der Wissenschaften

zu München.

Band XXIII. Jahrgang 1893.

München.
Verlag der K. Akademie.
1894.

In Commission des G. Franz'schen Verlags (J. Roth).

Ueber die Bewegung dielektrischer Körper im homogenen elektrostatischen Feld.

Von L. Graetz und L. Fomm.

(Eingelaufen 4. November.)

Wenn eine sehr kleine, dielektrische, homogene Kugel in ein homogenes elektrostatisches Feld gebracht wird, so erhält sie nach allgemeiner Annahme, welche jeder Theorie der Dielektrika zu Grunde gelegt wird, ein dielektrisches Moment, dessen Richtung mit der Richtung der Kraftlinien des Feldes übereinstimmt. Eine solche Kugel kann daher weder eine fortschreitende, noch wenn sie drehbar aufgehängt ist, eine drehende Bewegung in dem Felde ausführen. Ebenso wie eine Kugel wird ein jedes Ellipsoid in einem homogenen Feld gleichmässig elektrisch.[1]) Welche Richtung die Axe des dielektrischen Moments dabei erhält, hängt von weiteren Annahmen ab. Mascart und Joubert[2]) nehmen an, dass die kleinen leitenden Körperchen, welche in einem

1) s. Kirchhoff, Vorlesungen über Elektricität und Magnetismus, herausgegeben von Planck, S. 163. Der dort für die magnetische Induktion gegebene Beweis gilt wörtlich auch für die dielektrische Polarisation.

2) Mascart und Joubert, Elektricität und Magnetismus I § 182 (deutsche Ausgabe S. 162).

Dielektrikum sich befinden sollen, keine Kräfte auf einander ausüben. Dann fällt die Axe der Dielektrisirung mit der Richtung der Kraftlinien zusammen und sie behaupten daher, dass, welche Lage auch ein solches Ellipsoid im Felde haben möge, es weder eine fortschreitende noch eine drehende Bewegung ausführen kann. Dieser Schluss gilt nicht mehr, falls man zwischen den polarisirten Elementen des Dielektrikums innere Kräfte annimmt, wie es z. B. die von Thomson modificirte Theorie von Poisson thut. Die Thatsache, ob Drehungen stattfinden oder nicht, ist dann ein Kriterium dafür, ob innere Kräfte in Wirksamkeit kommen oder nicht. Die Maxwell-Hertz'sche Theorie der Dielektrika, nach welcher ein dielektrischer Körper durchweg als dielektrisch homogen betrachtet wird, kennt solche inneren Kräfte nicht. Ihre Grundgleichungen stimmen aber mit denen der Thomson'schen Theorie überein, und sie erfordert daher eine besondere Untersuchung darüber, warum solche Drehungen stattfinden.

Den angeführten Behauptungen von Mascart und Joubert wird nun vom Experiment in der vollkommensten Weise widersprochen. Dünne Stäbchen und dünne Kreisscheiben, die beide specielle Fälle von Ellipsoiden sind, drehen sich, wenn sie drehbar aufgehängt sind, in ganz homogenen Feldern stets und zwar so, dass sich die Stäbchen mit ihrer Axe, die Scheiben mit ihrer Ebene, beide also sich mit der Richtung ihrer grössten Ausdehnung, in die Richtung der Kraftlinien zu stellen suchen. Die Erscheinungen sind so regelmässig und die Drehung so streng proportional dem Quadrat der Potentialdifferenz der Condensatorplatten, dass, wie wir in unserer letzten Mittheilung gezeigt haben[1]), man ein Instrument zur Messung der Spannung elektrischer Oscillationen darauf gründen kann. Wir haben für die

1) Graetz und Fomm oben p. 245.

folgenden Beobachtungen, um jeden Zweifel an der Homogenität unserer Felder auszuschliessen, immer mit grossen Kohlrausch'schen Condensatoren gearbeitet, deren Platten 15 cm Durchmesser und höchstens 3 cm Abstand hatten. Die Aufhängung der Platten und Stäbchen war dieselbe bifilare, wie in unserer früheren Mittheilung; wir haben uns speciell überzeugt, dass die sehr feinen Aufhängestäbchen keine erkennbare Drehung im Felde zeigten. Da die Drehung dem Quadrat der Potentialdifferenz proportional ist, diese Potentialdifferenz aber, wenn man mit den Entladungsfunken einer Leydener Flasche arbeitet, ziemlich beträchtlichen Schwankungen unterliegt, so haben wir für die folgenden Messungen zwei parallel geschaltete Apparate angewendet, deren einer uns das Mass für die gemeinschaftliche Potentialdifferenz der Platten gab, während an dem zweiten die Drehung verschiedener Substanzen gemessen wurde. Beide Instrumente bestanden aus Kohlrausch'schen Condensatoren, zwischen deren Platten die dielektrischen Körper bifilar hingen. In dem ersten, welches wir kurz das Standardinstrument nennen wollen, befand sich eine dünne Kreisscheibe aus Schwefel von 716 mgr Gewicht, 20 mm Durchmesser, 1,14 mm Dicke. Das Gewicht der Aufhängung, (welches für das Direktionsmoment in Betracht kommt), betrug 1093 mgr. Die Platten beider Condensatoren wurden oscillirend durch die Entladungsfunken einer Leydener Flasche geladen, die durch einen Ruhmkorff geladen und durch ein Funkenmikrometer entladen wurde. Die Funkenstrecke wurde für die folgenden Versuche jedesmal $^1/_2$, 1, $1^1/_2$ mm weit genommen. Die Drehung des untersuchten Körper D, dividirt durch die gleichzeitige Drehung D_s im Standardinstrument, ist diejenige Grösse α, welche im folgenden angegeben ist. Wenn das Gesetz von dem Quadrat der Potentialdifferenz für alle Scheiben und alle Stäbchen richtig ist, muss sich α constant für alle Funkenlängen ergeben.

A. Versuche mit Kreisscheiben.

Die Aufhängungsvorrichtung der Scheiben hatte ein Gewicht von 1018 mgr.

I. Paraffinplatte I.

Gewicht 364 mgr, Durchmesser 20 mm, Dicke 1,30 mm.

Funkenlänge	0,5 mm	1 mm	1,5 mm
$\alpha =$	0,6421	0,6195	0,6298
	0,6236	0,6145	0,6236
	0,6213	0,6106	0,6221
Mittel	0,6290	0,6149	0,6252

II. Paraffinplatte II.

Gewicht 925 mgr, Durchmesser 20 mm, Dicke 3,31 mm.

Funkenlänge	0,5 mm	1 mm	1,5 mm
$\alpha =$	0,8950	0,8922	0,8970
	0,9118	0,9033	0,8874
	0,9064	0,8824	0,8915
Mittel	0,9011	0,8926	0,8920

III. Schwefelplatte I.

Gewicht 882 mgr, Durchmesser 20 mm, Dicke 1,40 mm

Funkenlänge	0,5 mm	1 mm	1,40 mm
$\alpha =$	1,244	1,243	1,235
	1,278	1,222	1,239
	1,225	1,246	1,219
Mittel	1,249	1,237	1,231

IV. Schwefelplatte II.

Gewicht 1735 mgr, Durchmesser 20 mm, Dicke 2,76 mm.

Funkenlänge	0,5 mm	1 mm	1,5 mm
$\alpha =$	1,795	1,772	1,752
	1,807	1,774	1,785
	1,794	1,771	1,740
Mittel	1,798	1,772	1,759

B. Versuche mit Stäbchen.

Die Aufhängungsvorrichtung der Stäbchen wog 1102 mgr.

V. Paraffinstäbchen I.

Gewicht 221 mgr, Länge 20 mm, Durchmesser 3,97 mm.

Funkenlänge	0,5 mm	1 mm	1,5 mm
$\alpha =$	0,1881	0,1808	0,1800
	0,1917	0,1772	0,1795
	0,1869	0,1749	—
Mittel	0,1889	0,1776	0,1798

VI. Paraffinstäbchen II.

Gewicht 406 mgr, Länge 20 mm, Durchmesser 5,39 mm.

Funkenlänge	0,5 mm	1 mm	1,5 mm
$\alpha =$	0,2306	0,2291	0,2318
	0,2328	0,2321	0,2350
	0,2336	0,2261	0,2338
Mittel	0,2323	0,2291	0,2335

VII. Schwefelstäbchen I.

Gewicht 499 mgr, Länge 20 mm, Durchmesser 3,98 mm.

Funkenlänge	0,5 mm	1 mm	1,5 mm
$\alpha =$	0,3740	0,3997	0,3985
	0,3808	0,4053	0,3969
	0,3838	0,4111	0,3921
Mittel	0,3795	0,4053	0,3958

VIII. Schwefelstäbchen II.

Gewicht 906 mgr, Länge 20 mm, Durchmesser 5,37 mm.

Funkenlänge	0,5 mm	1 mm	1,5 mm
$\alpha =$	0,4552	0,4528	0,4258
	0,4638	0,4549	0,4471
	0,4511	0,4520	0,4471
Mittel	0,4567	0,4532	0,4400

Aus diesen Zahlen ersieht man zunächst, dass thatsächlich in dem homogenen Feld unter diesen Bedingungen regelmässige Drehungen stattfinden, die in allen Fällen dem Quadrat der Potentialdifferenz proportional sind.

Dass die Mitte eines elektrostatischen Feldes, welches von zwei Platten der angegebenen Grösse gebildet wird, homogen ist, wird nicht bestritten werden. Man wird aber vielleicht sagen können, dass zwar bei dauernder Ladung räumliche Homogenität vorhanden wäre, dass aber bei den raschen Oscillationen der Entladungen der Leydener Flasche zunächst eine zeitliche und dadurch im Felde auch eine räumliche Inhomogenität entstehen könne. Es würde das heissen, dass für die hier in Betracht kommenden Schwingungen in dem Raum zwischen den Condensatorplatten schon merkliche Verschiedenheiten der Phasen auftreten. An sich ist diese Vermuthung wohl berechtigt und wir glauben auch in einer späteren Mittheilung das Mitwirken dieser Verhältnisse beweisen zu können. Eine solche Phasendifferenz würde eine räumliche Inhomogenität in den verschiedenen aufeinander folgenden Schichten parallel den Condensatorplatten (nicht innerhalb jeder solchen Schicht) hervorbringen und könnte dadurch immerhin drehende Wirkungen verursachen. Dass aber die Ursache der Erscheinungen darin **nicht** liegt, wird dadurch bewiesen, dass wir dieselben Resultate auch bei ganz langsamen Oscillationen (cirka 60 pro Sekunde) und auch bei rein statischer Ladung erhielten. Um sehr langsame Oscillationen anzuwenden, brauchten wir blos die Kugeln des Funkenmikrometers so weit auseinander zu schieben, dass kein Funke mehr überging. Dann folgten sich die Ladungen nur in dem Tempo, in dem der Unterbrecher des Ruhmkorff spielte. Wir erhielten dabei je nach der angewendeten Spannung Drehungen von derselben Grösse, wie bei raschen Oscillationen und z. B. bei den obigen Substanzen folgende Werthe von α

Paraffinplatte I	Paraffinplatte II	Schwefelplatte I	Schwefelplatte II
0,6152	0,8739	1,260	1,684

Paraffinstäbchen I	Paraffinstäbchen II	Schwefelstäbchen I	Schwefelstäbchen II
0,1656	0,2281	0,3625	0,4834

Durch die Oscillationen ist also die Erscheinung nicht bedingt. Eine weitere Vermuthung könnte dahin gehen, dass die Erscheinungen durch **Rückstandsbildung** oder **Hysteresis** verursacht sind. Man wird diese Vermuthung nicht anwenden können auf den Schwefel, von dem Boltzmann gezeigt hat, dass er keine Nachwirkung zeigt. In unseren Versuchen würde sich die Nachwirkung in der Weise aussprechen, dass das Dielektrikum unter dem Einfluss der Oscillationen selbst geladen wird und daher je nach seiner Ladung eine andere Stellung im Feld annimmt. Die Hysteresis würde sich also durch eine Veränderung der Nulllage nach jedem Versuch kenntlich machen. Eine solche zeigte sich thatsächlich in manchen Fällen, bei Schwefel aber nie, und auch bei Paraffin, wo sie deutlich war, betrug die Nullpunktverschiebung nach längerer Einwirkung der Ladungen nur einen oder einige Skalentheile. Also auch darauf können die Erscheinungen nicht beruhen.

Der Einwand, dass Leitung vorhanden wäre, wird bei solchen Isolatoren wie Schwefel, Paraffin, Schellack und Celluloid, (mit denen wir ganz ebensolche Resultate erhielten), nicht erhoben werden können. Auch sind die Erscheinungen bei Vorhandensein von Leitung wesentlich andere, wie wir an Glas constatirten. Ebenso wenig wird man die Erscheinungen auf etwaige Krystallstruktur schieben können, da sie sich in Schellack ebenso wie bei Schwefel ergaben. Durch Elektrostriktion werden die Körper allerdings etwas deformirt, doch sind die Kräfte zu klein, um wesentliche Deformationen hervorzubringen und ausserdem müssten die Drehungen dann den vierten Potenzen der Potentialdifferenz, nicht den Quadraten proportional sein.

Wir können daher aussprechen, dass es eine Eigenschaft vollkommen homogener und isotroper dielektrischer Körper ist, im homogenen elektrostatischen Felde Drehungsbewegungen auszuführen.

Nach den oben angeführten Betrachtungen erfordert dieses Resultat, wenn man die Maxwell-Hertz'sche Theorie der Dielektrika annimmt, eine besondere Erklärung, da diese einen dielektrischen Körper als einen ganz stetigen ansieht, ohne auf die Molekularstruktur desselben Rücksicht zu nehmen, da sie also, wie Fresnel es für das Licht that, die durchsichtigen Körper ersetzt durch einen idealen homogenen Aether von besonderer Elasticität. In der Theorie, die Poisson für die magnetische Induktion aufgestellt hat und die von Mosotti und Faraday für die Dielektrika acceptirt wurde, findet man zunächst auch keine Erklärung, wenn man, wie Mascart und Joubert, das Dielektrikum aus leitenden Partikeln (Kugeln) bestehen lässt, welche in einen nicht leitenden Stoff eingeschlossen sind und sich gegenseitig nicht beeinflussen. Die Schwierigkeit, die diese Theorie bei der magnetischen Induktion wegen der möglichen Raumerfüllung hat, ist bei dielektrischen Körpern mit nicht zu grosser Dielektricitätsconstante bekanntlich nicht vorhanden. Es lässt sich aber leicht einsehen, dass, wenn die leitenden Partikeln keine Einwirkung auf einander ausüben, dass dann bei dieser Theorie von einer Drehung, sogar bei einem beliebig gestalteten dielektrischen Körper keine Rede sein kann. Denn in jeder Kugel bilden sich die beiden Pole in der Richtung der Kraftlinien des Feldes und es ist daher kein Grund für eine Drehung vorhanden.[1])

Wenn dagegen, wie es bei der Nähe der leitenden Partikel sein muss,[2]) eine gegenseitige Einwirkung derselben auf einander angenommen wird, so sind unsere Erscheinungen verständlich. Denken wir uns nämlich eine Reihe von leitenden Kugeln auf einer nicht leitenden Axe befestigt und in ein elektrostatisches Feld gebracht, dessen Kraftlinien den Winkel δ mit der Axe bilden. Die Kugeln sollen auf einander einwirken. Dann ist die elektrische Axe jeder Kugel nicht den Kraftlinien parallel, sondern sie bildet kleinere Winkel als δ mit der gemeinsamen Axe der Kugeln, Winkel, die von Kugel zu Kugel variiren können. Daher sind die

1) s. Mascart, Handbuch der statischen Elektricität (deutsch von Wallentin) I S. 618.

2) Mascart und Joubert, Elektricität und Magnetismus I § 167.

einzelnen Kugeln nicht im Gleichgewicht im Felde, sondern es wirkt auf sie und daher auf das ganze System ein Kräftepaar, welches die gemeinsame Axe den Kraftlinien parallel zu stellen sucht.

Dies ist aber gerade das Ergebniss unserer Beobachtungen. Betrachtet man die leitenden Kugeln als von molekularer Grösse, so hat diese Constitution eines Dielektrikums nichts, was nicht unseren allgemeinen Anschauungen über die Molekularconstitution der Körper entspricht. Es erscheint aber immerhin merkwürdig, dass diese einfachen Versuche, die oben geschildert wurden, sich anschaulich zunächst nur durch eine Molekularconstitution der Dielektrika erklären lassen.

München, Physikalisches Institut der Universität.

Zeitschrift/Journal: Sitzungsberichte der mathematisch-physikalischen Klasse der Bayerischen Akademie der Wissenschaften München

Jahr/Year: 1894

Band/Volume: 1893

Autor(en)/Author(s): Graetz Leo, Fomm Ludwig

Artikel/Article: Ueber die Bewegung dielektrischer Körper im homogenen elektrostatischen Feld 275-284