Keine Abstoßung gleichnamiger Ladungen

0. Vorwort (Für zartbesaitete Mitmenschen entschärft am 17.11.2022)

Das ***COULOMBsche Gesetz*** für die Kraftwirkung elektrischer Ladungen sagt: „Ungleichnamige Ladungen ziehen sich an, gleichnamige Ladungen stoßen sich ab.“ Atomphysiker schwören, auch Professor **LESCH** zitierte so kürzlich, dass die Nukleonen eine große Kraft gegen die Abstoßung der Protonen aufbringen müssten. Stimmt das, oder ist das nur kurzsichtig? Diese Erörterung zeigt, dass sich an den Kräften am Atomkern nichts ändert, wenn sie übereinstimmend mit der Theorie des elektrischen Feldes als Zugkraft erklärt werden. Als ich mir darüber klar war, riss mich die Erkenntnis, dass wir alle seit 1785 durch **COULOMB** etwas Falsches glauben, fast vom Stuhl. Es ist wie „Warme Luft steigt nach oben!“ Wir sehen das täglich. Doch da ist es leicht, das Fallen der kalten Luft als wahre Ursache zu erkennen.

1. Ein langes Nachdenken über den Haken in der Regel

Etwa 1972 hatte ich eine studentische Arbeit zur Getriebetechnik zu beurteilen. Ein Student schlug vor, für eine Einrichtung zum Schleifen von Edelsteinen im Antrieb eine elekrostatische Kupplung zu verwenden. Zum Einkuppeln sollte die Anziehungskraft zweier flacher Ringscheiben mit entgegengesetzt geladenen Belägen wirken. Zum raschen Auskuppeln sollten die Beläge gleichnamig aufgeladen werden, so dass die Abstoßung die Kraft zum Trennen liefern sollte.
Dieser Vorschlag ist aus zwei Gründen nicht anwendbar:

1.1. Es ist nicht möglich, zwei vorhandene Elektroden gleichnamig aufzuladen. Es gelangt keine Ladung auf die Beläge, wenn diese an einen (einzigen) Pol einer Spannungsquelle angeschlossen sind. Es müssen weitere Elektroden mit dem zweiten Pol der Spannungsquelle verbunden werden. Ein metallisches Gehäuse wäre dafür geeignet. Dann zieht die Anziehungskraft zwischen je einem Kupplungsbelag und dem Gehäuse die Kupplungsbelege auseinander.

1.2. Zwischen horizontal geordneten gleichnamigen Ladungen mit gleichem Potenzial verlaufen horizontal keine Feldlinien. Der Haarspalter mag einwenden, bei Potenzialdifferenz also doch! Ja, exakt, denn nun wird uns ein weiteres Dipolfeld sichtbar zu den 2 bisher nicht erkannten. Die **COULOMB**sche Regel gilt eben nicht für Dipole (siehe weitere Erörterung).

Wenn die Regel stimmt, müsste bei der Anordnung mit 2 negativen Belägen außen und zwei positiven Belägen innen die doppelte Kraft auftreten! Innen ist aber kein Feld, also auch keine Kraft! An zwei geladenen Kondensatoren treten außen keine elektrischen Kräfte auf! Es sei denn, die Außenbeläge bilden bildenden den dritten geladenen Kondensator.

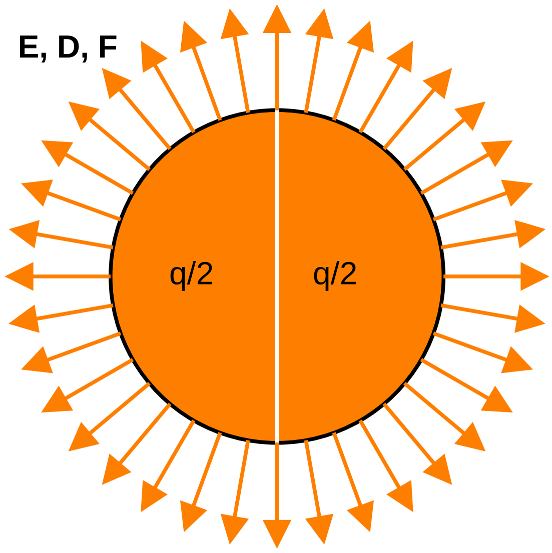
2. Klarheit aus der Theorie des elektrischen Feldes
2.1. Wörtliche Klarstellung

Die Theorie des elektrischen Feldes besagt, dass im elektrischen Feld eine Zugkraft längs der Feldlinien wirkt. Die Theorie sagt auch, dass quer zu den Feldlinien eine Druckkraft, eine Abstoßung wirkt, die dafür sorgt, dass die Gesamtenergie den kleinstmöglichen Wert in einer gegebenen Anordnung hat. Haha, doch Abstoßung jubelt der Regelnachbeter. Ja, exakt Abstoßung! Doch diese Abstoßung ist Folge der Felder und geht nicht aus der Anhäufung gleichnamiger Ladungen hervor. Ein Überschuss einer Ladungsart ist stets mit einer betragsgleichen Menge an komplementärer Ladung verbunden.

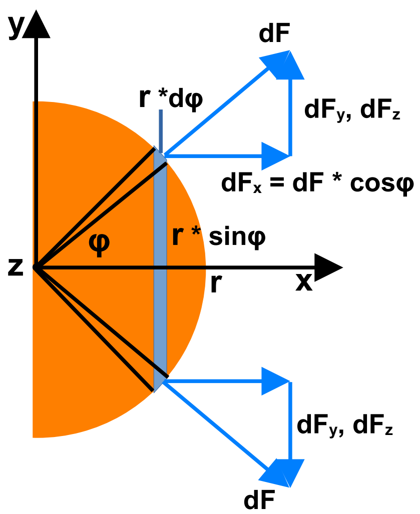
2.2. Ein Gedankenexperiment und seine Berechnung

Eine leichte, metallisierte, Kugel ist halbiert. Umgeben sei diese zunächst von zwei Drahtsieben, die eine größere, kugelige Hülle bilden. Wir laden die Kugel positiv, die Siebe negativ auf. In Richtung der Feldlinien wirkt Zugkraft. Die Innenkugel wird durch die Zugkraft auseinandergezogen. Wenn wir nun die Siebe horizontal weit entfernen, bleibt das Feld an der Kugel ungeändert. Ein Beobachter wird behaupten: Die Abstoßung gleichnamiger Ladungen trennt die Kugelteile.

Bild 2.2.1. : Kräfte des elektrischen Feldes einer geteilten, geladenen, Kugel



Die Zugkräfte F des Feldes ziehen an der Oberfläche in radialer Richtung der Feldstärke E und der Verschiebungsflussdichte D. Sind die Hälften fest miteinander verbunden, kompensieren sich alle Kräfte zur Gesamtkraft 0.



Zur Kraftberechnung wird auf der Kugeloberfläche eine Teilfläche mit dem Umfang 2 π r sinφ , der Breite = r * dφ und der Dicke dr aufgespannt und damit das Volumenelement $dV = 2 \pi r^2 \sin\varphi \cdot d\varphi \cdot dr$ gebildet. Mit der Verschiebungsflussdichte ist dort die Energiedichte und die Teilkraft dF berechenbar.

nach der Theorie des elektrischen Feldes wird die differentielle
Energiedichte eines Volumenelementes aus Feldstärke und Verschiebungsflussdichte wie folgt bestimmt:

$$\frac{dW}{dV} = \frac{E * D}{2}$$

Links im Nenner kann das Volumenelement dV als Produkt von Flächenelement dA und Wegelement dx oder dr geschrieben werden während rechts im Zähler die Feldstärke durch die Verschiebungsflussdichte und die Dielektrizitätskonstante ersetzt wird. So wird das Kraftelement in Richtung der Verschiebungsflussdichte erhalten:

$$dF = \frac{dW}{dr} = \frac{D^2 * dA}{2 * \varepsilon_0}$$

In Bild 2.2.1. wurde das Flächenelement mit $2\,\pi\, r^2 \sin\varphi * d\varphi$ bestimmt womit sich seine Teilkraft dF bestimmt als:

$$dF = \frac{D^2 * 2\,\pi\, r^2 \sin\varphi * d\varphi}{2 * \varepsilon_0}$$

Die Verschiebungsflussdichte ist als Quotient von Ladung und Kugeloberfläche bestimmt: $D = \frac{q}{4\,\pi\, r^2}$

Damit lässt sich die Teilkraft auch als Produkt zweier halber Ladungen schreiben,
Das ist für den Vergleich mit einer Anordnung von Punktladungen zweckmäßig:

$$dF = \frac{q}{2} * \frac{q}{2} * \frac{1}{4\,\pi\,\varepsilon_0 r^2} * \sin\varphi * d\varphi$$

Für die Kraft auf die rechte Kugelhälfte ist nun noch die Projektion der Teilkraft in Richtung der x-Achse und die Integration für den Winkelbereich 0 bis $\pi/2$ auszuführen:

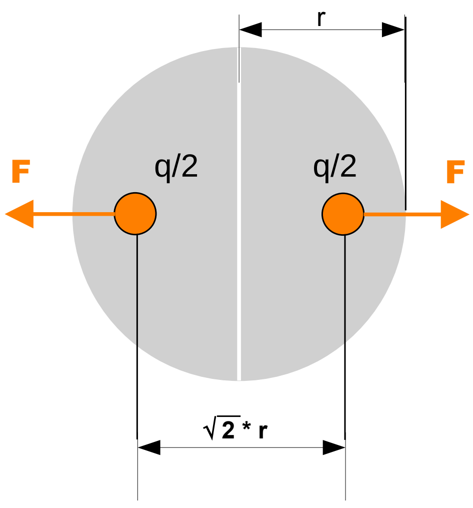
$$\mathbf{F_x = \frac{q}{2} * \frac{q}{2} * \frac{1}{4\,\pi\,\varepsilon_0\, r^2} * \int_0^{\pi/2} \sin\varphi * \cos\varphi\, d\varphi = \frac{q}{2} * \frac{q}{2} * \frac{1}{4\,\pi\,\varepsilon_0\, r^2} * \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} \sin(2\varphi)\, d\varphi}$$

Nach der Integration lautet die Beziehung für die Kraft:

$$\mathbf{F_x = \frac{q}{2} * \frac{q}{2} * \frac{1}{4\,\pi\,\varepsilon_0\, r^2} * \frac{-1}{4} * (\cos(\pi) - \cos(0)) = \frac{q}{2} * \frac{q}{2} * \frac{1}{4\,\pi\,\varepsilon_0\, 2r^2}}$$

In der Endformel rechts ist zu erkennen, dass diese Zugkraft gleich ist zur angeblichen **COULOMB**-Abstoßung zweier räumlich kleinerer Kugelladungen mit jeweils halber Ladung, die sich zueinander im Abstand **√2 * r** befinden.

Bild 2.2.2. : Die Entsprechung mit Punktladungen für die gleiche Kraftgröße nach **COULOMB**



Anmerkungen zum Ergebnis:

Integration im Winkelbereich von $\varphi = 0$ bis π liefert mit $F_x = 0$ die Gesamtkraft in x-Richtung einer ungeteilten Kugel.
Für den Winkel $\varphi = \pi/2$ bis π wird die Kraft gleicher Größe in negativer Richtung für die linke Halbkugel erhalten

Die geteilte Kugel von Bild 2.2.1. ist in Originalgröße als graue Fläche eingezeichnet. Wir merken uns, dass wir die Kraft auf die Halbkugeln aus der Zugkraft des Feldes abgeleitet haben. Diese Zugkraft wirkt ebenso, wenn es sich um gleichnamige Punktladungen handelt.

Die nachgeplapperte Abstoßung ist kurzsichtig und unwissenschaftlich und verschweigt die Rolle der unvermeidbar vorhandenen Dipolfelder, in denen immer mindestens 4 Ladungen für die Feldausbildung erforderlich sind. Für 2 gleichnamige und gleichwertige Punktladungen lässt sich in der Mittelebene eine abstoßende Kraft paralleler Feldlinien berechnen, die identisch zur genannten Zugkraft ist. Diese Kraft ist von den Dipolfeldern verursacht, nicht von den gleichnamigen Ladungen.

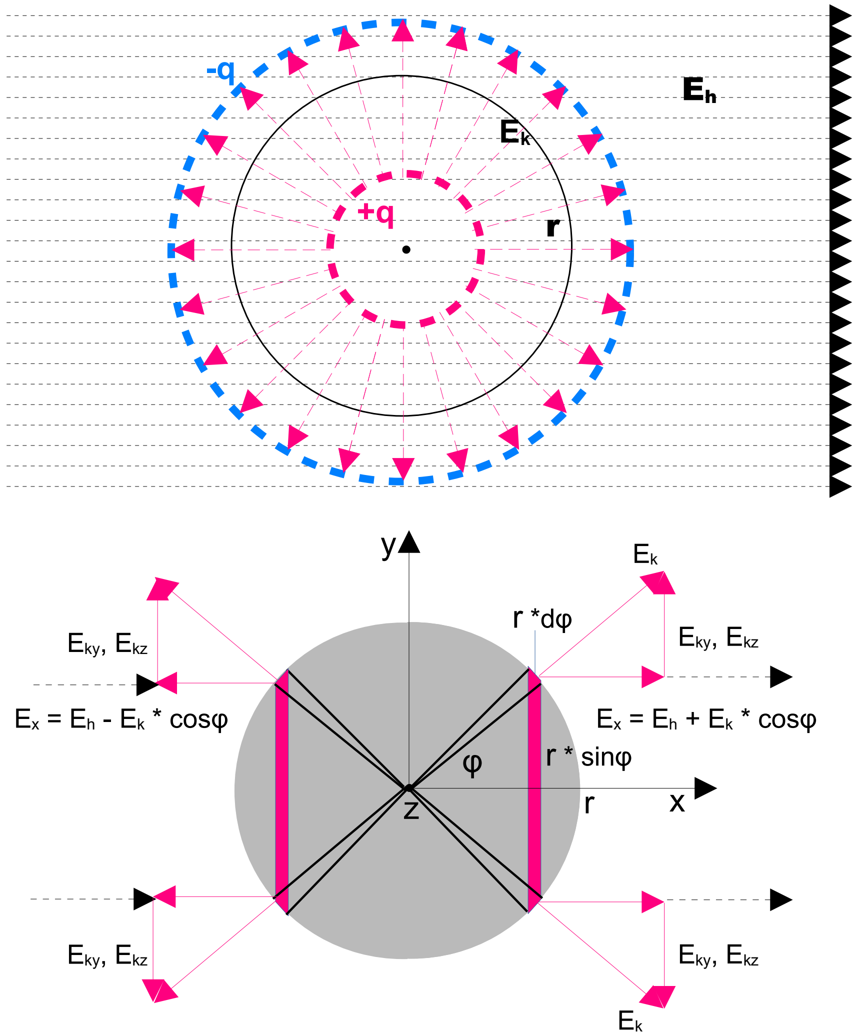
Diese Eigenschaft tritt gleichartig bei Magnetfeldern auf, bei denen uns deutlicher gelehrt wurde, dass Magnetpole immer zweipolig komplementär auftreten und sich nie in Monopole trennen lassen.

Die angebliche Abstoßung nach **COULOMB** beruht auf Zugkräften des elektrischen Feldes. Das lässt sich durch eine weitere Berechnung mit einer Ladungskonfiguration, deren Ladungssumme Null ist ebenfalls nachweisen.

2.3. Bekannte Kräfte an einer Anordnung der Ladungsumme Null im Homogenfeld

Wir betrachten eine geladene Anordnung auf zwei konzentrischen Kugelschalen, deren Ladungsumme Null ist, innerhalb eines Homogenfeldes. Allerdings muss für die Konstruktion und Berechnung gefordert werden, dass die Ladungen auf den konzentrischen Kugelschalen durch einen Isolierstoff auf den Schalen gehalten werden. Zur Vereinfachung der Berechnung ist es zweckmäßig, wenn der Isolierstoff die relative Dielektrizitätskonstante 1,0 besitzt, dann ist die Überlagerung des Homogenfeldes mit dem Kugelfeld einfach berechenbar. Der Leser mag sich über diese Forderung wundern. Dazu ergeht der Hinweis, dass auch für das Homogenfeld eine Halterung der Elektroden außerhalb oder durch Isolierstäbe im Feld erforderlich ist, um ein mechanisch stabiles Homogenfeld zu behalten. Die zwei geladenen Schalen des Kugelfeldes sind gestrichelt gezeichnet, um anzudeuten, dass das Homogenfeld der Feldstärke $\mathbf{E_h}$ sich ungestört mit dem Kugelfeld überlagern kann. Die Berechnung der Feldkräfte erfolgt am Radius $\mathbf{r}$.

Bild 2.3.1.: Kugelfeld mit der Ladungssumme Null in einem Homogenfeld



Da für das Homogenfeld die Feldstärke vorgegeben ist, erfolgt die Berechnung mittels Überlagerung der Feldstärkekomponenten in x-Richtung, denn in den orthogonalen Richtungen y und z kompensieren sich alle Kraftkomponenten der Kugelladung.
Der Feldbereich der Kugelladung ist gedanklich in zwei Halbkugeln aufgeteilt und man erkennt, dass sich auf der rechten Seite die Feldstärke des Homogenfeldes und die Feldstärke des Kugelfeldes in x-Richtung addieren, linksseitig ist jedoch die horizontale Feldstärke des Kugelfeldes der Feldstärke des Homogenfeldes entgegengerichtet. Die Feldstärke im Kugelfeld wird am Radius r zwischen Innenladung (Radius r_i) und Außenladung (Radius r_a) berechnet. Rechtsseitiges und linksseitiges Volumenelement dV sind gleich groß und werden analog zur Halbkugelberechnung gebildet:

$$dV = 2\,\pi\, r^2 \sin\varphi * d\varphi * dr\ .$$

Weil die Differenzkraft sofort aus den Feldstärken rechts und links gebildet wird, ist das Volumenelement dV der Halbkugel doppelt einzusetzen:

$$dV = 4\,\pi\, r^2 \sin\varphi * d\varphi * dr$$

Wieder ist die Energiedichte Ausgangspunkt der Kraftberechnung, jedoch mit der Feldstärke:

$$\frac{dW}{dV} = \frac{E * D}{2} = \frac{E^2 * \varepsilon_0}{2}$$

Für die gesamte Kraft in x-Richtung ist die Feldstärke je Seite zu quadrieren und die linkseitige Kraft von der rechtsseitigen Kraft zu subtrahieren. Wegen der Symmetrie und gleichartigen Projektion der Kugelfeldstärke in die x-Richtung kann die Quadrierung der Feldstärken vor der Integration erfolgen und ergibt die Beziehung:

$$\mathbf{dF_x = (E_h + E_k * \cos\varphi)^2 * 2\,\pi\,\varepsilon_0\, r^2 * \sin\varphi\, d\varphi - (E_h - E_k * \cos\varphi)^2 * 2\,\pi\,\varepsilon_0\, r^2 * \sin\varphi\, d\varphi}$$

Nach dem Quadrieren und Subtrahieren verbleibt nur das Produkt $E_h * E_k * \cos\varphi * \sin\varphi$ als wirksam übrig:

$$\mathbf{dF_x = 8\, E_h * E_k * \pi\,\varepsilon_0\, r^2 * \cos\varphi * \sin\varphi\, d\varphi = 4\, E_h * E_k * \pi\,\varepsilon_0\, r^2 * \sin(2\varphi)\, d\varphi}$$

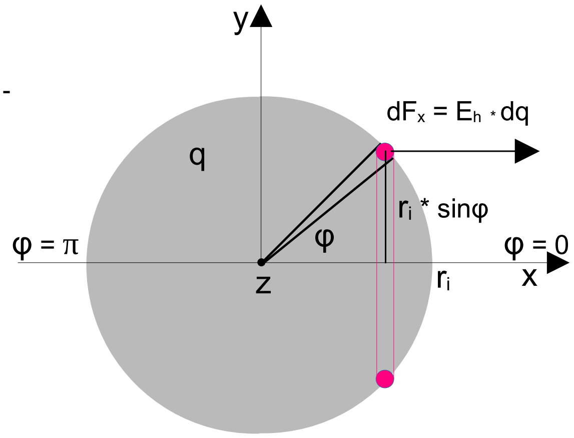
Nun erfolgt die Integration im Winkelbereich 0 bis $\pi/2$:

$$\mathbf{F_x = E_h * E_k * 4\,\pi\,\varepsilon_0\, r^2 * \int_0^{\pi/2} \sin(2\varphi)\, d\varphi = E_h * q_k * \frac{-1}{2}\big(\cos(\pi) - \cos(0)\big)}$$

Obwohl die Ladungssumme des Kugelfeldes Null ist, wird die gleiche Kraft wirksam, die für eine monopolistische Ladung im Homogenfeld mit **E * q** definiert ist. Wir folgern daraus, dass die Kraftwirkung aus der Inhomogenität des Kugelfeldes hervorgeht und nicht aus dem Wirken einer monopolistisch gedachten Ladung.

Mit Anwendung der bekannten Kraftbeziehung auf kugelförmige Ladungen in Homogenfeld kann eine Kontrolle am Innenradius r_i der Anordnung berechnet werden. Dazu wird die Ladung auf die Oberfläche der Innenkugel verteilt.

Bild 2.3.2.: Kontrollberechnung am Innenradius:



Die Ladung des Innenteils wird auf die gesammte Oberfläche $A = 4\,\pi\,r_i^2$ aufgeteilt. Ein ringförmiges Flächenelement um die x-Achse hat dadurch ein Ladungselement:

$dq = (q / 4\,\pi\,r_i^2) * 2\,\pi\,r_i^2 \sin\varphi * d\varphi = q/2 * \sin\varphi * d\varphi$

Aus der Multiplikation mit der Feldstärke ergibt sich die Teilkraft in x-Richtung:

$dF_x = E_h * q/2 * \sin\varphi\, d\varphi$

Die Integration ist von $\varphi = 0$ bis $\varphi = \pi$ zu führen, um die Gesamtkraft zu erhalten:

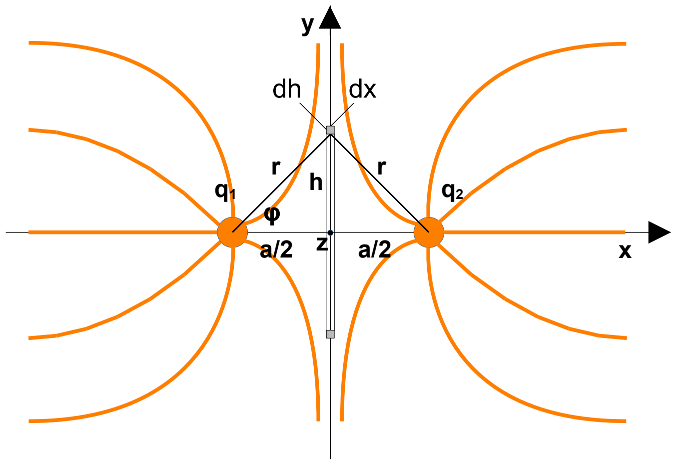
$\mathbf{F_x} = E_h * q/2 * (-1 * (\cos(\pi) - \cos(0)) = \mathbf{E_h * q}$

Wir erkennen, dass die Kraft auf ein Kugelfeld im Homogenfeld unabhänig vom Radius ist, wenn das Homogenfeld das Kugelfeld vollständig einschließt. Dabei ist die Bedingung, dass im Kugelvolumen und im Homogenfeld gleiche Dielektrizitätskonstanten vorliegen. Eine Isolierstoffkugel mit höherer Dielektrizitätskonstante oder eine Metallkugel würden das Homogenfeld so verzerren, dass die hier gewählte Berechnung ungültig würde.

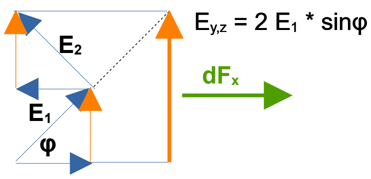
2.4. Die Berechnung der angeblichen „Abstoßung“ zweier Ladungen in der Mittelebene

Vor der Besprechung der elektrischen Kraftursache am Atomkern soll noch die Berechnung der angeblichen Abstoßung zweier Ladungen in der Mittelebene aufzeigen, dass jeweils die Felder von insgesamt 4 Ladungen Verursacher der Kraft sind und nicht die üblicherweise betrachteten zwei gleichnamigen Ladungen.

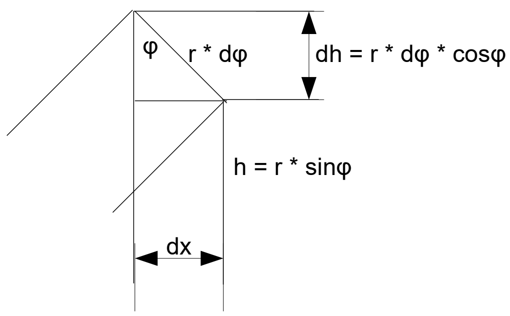
Bild 2.4.1. Vereinfachtes Feldbild zweier gleichnamiger Ladungen



Die zugehörigen 2 Komplementärladungen sind nicht dargestellt, die Feldlinienanzahl ist stark vereinfacht. In der Mittelebene, der y-z-Ebene, besitzt das Feld aus insgesamt 4 Ladungen keine Komponente der Feldstärke in x - Richtung oder z-Richtung, weil diese Feldstärke-komponenten sich gegenseitig kompensieren. Jedoch ist aus der Theorie der Felder bekannt, das parallele Feldlinien einen Querdruck bewirken, so dass in der Mittelebene tatsächlich eine Abstoßung berechnet werden kann. Die bekannte Beziehung der Energiedichte liefert mit einem ringförmigen Volumenelement um die x-Achse eine Teilkraft. Für die Gesamtkraft ist diese im Bereich $\varphi = 0$ bis $\varphi = \pi / 2$ zu integrieren.



$$\frac{dW}{dV} = \frac{E * D}{2} = \frac{E^2 * \varepsilon_0}{2} \qquad E_1 = \frac{q_1}{4\,\pi\,\varepsilon_0\,r^2}$$



$dV = 2\,\pi\,r * \sin\varphi * r * d\varphi * \cos\varphi * dx$

Im Weiteren brauchen wir die Ladungen nicht unterscheiden. Mit der doppelten Feldstärke und mit $a = r / 2 \cos\varphi$ wird erhalten:

$$dF_x = \frac{q^2}{4\,\pi\,\varepsilon_0\,a^2} * 4 \cos^2\varphi * \sin\varphi * \cos\varphi * d\varphi$$

$$dF_x = \frac{q^2}{4\,\pi\,\varepsilon_0\,a^2} * (\sin 2\varphi + ½ * \sin 4\varphi)\, d\varphi$$

$$F_x = \frac{q^2}{4\,\pi\,\varepsilon_0\,a^2} * \left(-1/2 * \cos 2\varphi - 1/8 * \cos 4\varphi\right)\Big|_0^{\pi/2}$$

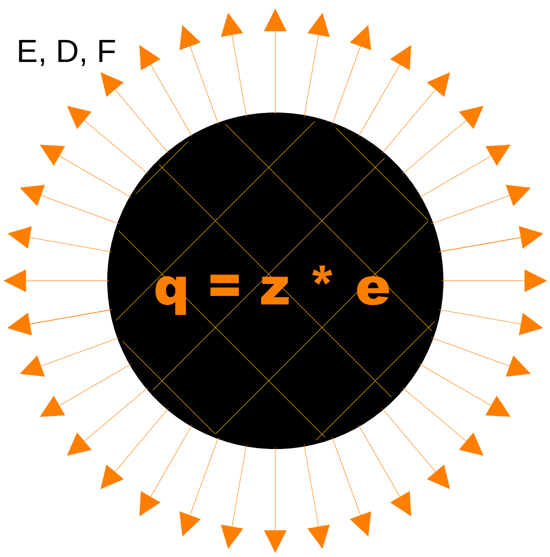
$$F_x = \frac{q^2}{4\,\pi\,\varepsilon_0\,a^2}$$

Nach der Integration erhalten wir die Größe der Kraft nach der Beziehung von **COULOMB**, wobei wir uns merken, dass die Kraft aus der Wirkung zweier Felder mit insgesamt 4 Ladungen entsteht.

3. Die Klarstellung am Tröpfchenmodell des Atoms

Der wahrheitsliebende Leser wird nun einsehen, dass das Feldbild einer Anordnung zu betrachten ist, um die korrekte Kraftrichtung und deren Ursache zu bestimmen und dass uns das kurzsichtige **COULOMB**-Modell im Ungewissen über die wahre Ursache der angeblichen Abstoßung lässt. In der Atomphysik werden je nach Fragestellung eines Problems verschiedene Modelle für den Atomkern benutzt. Das Tröpfchenmodell mit einem kugeligen Kern, von dem die Elektronen sehr weit entfernt sind, stimmt mit unseren vorigen Betrachtungen weitgehend überein. Gibt man dem Kern eine noch darstellbare Größe auf dem Zeichenblatt von 1 Millimeter Durchmesser, so liegt der Durchmesser der Elektronenhülle in der Größenordnung von 10 bis 100 Meter. Wir sehen also die Elektronenhülle niemals auf unserem Blatt. Es geht den kurzsichtigen Atomphysikern wie dem Beobachter, der das Entfernen der Drahtsiebe im ersten Experiment nicht gesehen hat. Mit beharrlicher Kurzsichtigkeit behaupten sie, die Protonen wollten den Kern auseinander treiben. Dabei sind es die Elektronen und das gemeinsame Feld von Protonen und Elektronen, die den Kern auseinander reißen wollen. Wir brauchen nur Feldstärke und Verschiebungsflussdichte an der Kernoberfläche einzutragen, um die Richtung der Zugkraft zu erkennen. Wenn wir uns nun noch vorstellen, das Atom sei vollständig ionisiert, bemerken wir gar keine Änderung am Feldbild an der Kernoberfläche, auch wenn die Elektronen Kilometer oder Lichtjahre entfernt wären. Zwar steigt die Energie der Elektronenhülle dabei um die Summe aller Ionisierungsnergien der Schalenelektronen, die zugeführte Energie, gedanklich aus der Bewegung, praktisch aus Wellenenergie oder äußeren Feldern, wird gewissermassen außen um das bestehende Feld des Kernes des nicht ionisierten Atoms gelegt.

Bild 3.1. Atomkernmodell als Tröpfchenmodell



Nach dem heutigen Stand der Kenntnisse sind die Elemente mit Ordnungszahlen größer 1 hauptsächlich in den Sternen, schwere Elemente besonders in Nova- und Supernovaexplosionen erbrütet worden. Die Besprechung der Energiereduktion der Atomkerne durch Kernfusionen ist nicht Aufgabe dieser Erörterung.

In dem Buch „Unterhaltsame Kernphysik“ des sowjetischen Professors **MUCHIN** ist auf Seite 104 ein Vergleich der Gravitation und der elektrischen Feldkraft vorgenommen. Mit der Formel nach **COULOMB** wird eine Kraft von rund 60 Newton zwischen zwei Protonen im Abstand des Kerndurchmessers errechnet. Wir wissen nun inzwischen, dass sich an der Rechenvorschrift nach **COULOMB** nichts geändert hat, dass die Ursache jedoch das mit den Elektronen bestehende Feld ist.
Eine andere Art der Kraftwirkung des elektrischen Feldes im Atomkern wird von den Physikern überhaupt nicht diskutiert. Das Feld, das von einem Proton und einem Elektron gebildet wird, übt in unmittelbarer Nähe einer Ladung auch eine dielektrische Kraft auf ungeladene Körper aus. Diese ist am Proton durch den kleineren Radius erheblich größer als am Elektron. Dabei ist die Dielektrizitätskonstante des ungeladenen Körpers, des Neutrons, von Bedeutung. Es ist anzunehmen, dass ein Körper mit höherer Dichte als das Vakuum auch eine größere Dielektrizitätskonstante aufweist. Damit könnte das geladene Proton in der Lage sein, ein Neutron sehr fest zu halten.

In der Technik sind zwei Anwendungen bekannt, die diese dielektrische Anziehung erfolgreich ausnutzen. Die schon länger bekannte Anwendung ist die elektrische Entstaubung, besonders bei Rauchgasen. Durch statische elektrische Felder scheiden sich Staub oder anfallende Partikel an dünnen Drähten oder an den Kanten bandartiger Leiter ab. Nach regelmäßigem Abschalten des Feldes werden die Partikel durch Klopfen gelöst und fallen in den Sammelbehälter.

Eine weitere Anwendung ist die elektrostatische Lackierung metallischer Werkstücke. Ohne Feldwirkung sind durch die Blaswirkung der Spritzgeräte die gewüschten Dicken der Lacküberzeuge an Kanten und in Hohlräumen nicht erreichbar. In einem Rohr würden durch den Blasdruck der Spritzpistole die Lacktröpfchen hindurch geblasen. Mit Feldunterstützung durch Aufladung von Werkstück und Spritzgerät mit komplementären Ladungen werden solche Werkstückbereiche wesentlich besser lackierbar. Dabei wirken die Anziehungkraft entgegengesetzt geladener Lacktröpfchen am Werkstück und die dielektrische Anziehung ungeladener Tröpfchen an Stellen hoher Feldstärke gemeinsam zum Abscheiden der Lacktröpfchen.