PHILIPS

OPLEIDINGEN
OPLEIDINGEN
OPLEIDINGEN

FYSIKA ELEKTRONEN-BUIZEN (HTO)

Ir.G.S.M.Schrijnemakers

december 1973

H.T.O.

FYSIKA ELEKTRONENBUIZEN

Ir. G.S.M. Schrijnemakers

VOORWOORD

In deze kursus wordt naast de behandeling van enkele grondbegrippen uit de mechanika, elektrostatika en de opbouw der materie, een doorsnede gemaakt door de verschillende typen geëvacueerde elektronenbuizen. Hierbij ligt het accent geheel op de verschillende wijzen waarop een elektronenstroom kan worden opgewekt, elektronenemissie, zowel als naar richting bestuurd kan worden, elektronenoptika.

Bij de bespreking van deze hoofdstukken in kursusverband wordt ernaar gestreefd bepaalde delen slechts summier te behandelen, om daarna, na voorbereiding door de kursisten, bepaalde vraagstukken, uitvoeriger opdrachten, en literatuur in diskussie te brengen.

Gehoopt wordt dat dit overzicht over enkele fysische principes van elektronenbuizen ook voor niet kursisten in een behoefte zal kunnen voorzien.

Mijn dank gaat uit naar die kollega's waarmee waardevolle diskussies gevoerd zijn bij het samenstellen van dit diktaat.

Hopelijk laten eventuele gebruikers zich er niet van weerhouden hun opmerkingen aan ondergetekende mee te delen.

Ir. G.S.M. Schrijnemakers

INHOUD

blz.

LITERATUUROVERZICHT

1.	Lehrbuch der theoretischen Physik	G. Joos
2.	Atomtheorie und Naturbeschreibung	N. Born
3.	Electromagnetic Fields	E. Weber
4.	Relativiteitstheorie	A.D. Fokker
5.	Electricity and magnetism	J. Jeans
6.	De theorie van Maxwell	H.A. Lorentz
7.	De bouw der atomen en moleculen	H.C. Brinkman
8.	Introduction to quantum mechanics	L. Pauling E.B. Wilson
9.	Die Elektronentheorie der Metalle	H. Fröhlich
10.	Theory and design of Electron Beams	J.H. Pierce
11.	Elektronen optik	A.A. Rusterholz
12.	Electron Tubes	W. Kohl
13.	Grundlagen der Elektronen optik	Glaser
14.	Thermionic Valves	A.H.W. Beek
15.	Electronics	F.G. Spreadbury
16.	The oxide cathode	G. Herrmann S. Wagener
17.	Vacuum Tubes	K.R. Spangenberg
18.	Fundamentals of Engineering Electronics	W.G. Dow
19.	Electronics	P. Parker
20.	Electronics	J. Millman S. Seely
21.	Radio Engineers Handbook	F.E. Terman
22.	Foto-elektrische cellen in theorie en praktijk	H. Carter M. Donker
23.	Het berekenen van potentiaalvelden en elektronenbanen met behulp van een elektronische rekenmachine (Philips Technisch Tijdschrift 24, p130-143, 1962)	C. Weber

24. De beweging van een elektron in tweedimensionale elektrische velden (Philips Technisch Tijdschrift 2, p 338-345, 1937) — P.H.J.A. Kleijnen

25. Ausmessung elektrischer Felder mit Hilfe von halbleitenden Schichten (Zeitschrift für angew. Physik 2, p 443-446, 1950) — W. Clausnitzer, H. Heumann

26. Potentiaalmetingen m.b.v. de elektrolytische trog (Philips Technisch Tijdschrift 4, p 235-242, 1939) — G. Hepp

27. Het weerstandsnetwerk, een eenvoudig en nauwkeurig hulpmiddel voor het bepalen van potentiaalverdelingen (Philips Technisch Tijdschrift 21, p 11-24, 1959) — J.C. Francken

28. The paths of ions and electrons in non-uniform crossed electric and magnetic fields (Physical Review 70 - 1946) — N.D. Goggeshall

29. New methods for the measurement of cathode interface impedance (IRE Transactions on electron devices 1959) — F.B. Frost

30. Are Hot Cathodes on the way out? (Electronica June 7, 1963) — W.M. Feist and G. Wade

31. A survey of present knowledge of thermionic emitters (Paper no. 1404 of Radio Section of GEC Research Laboratories, dec. 1952) — D.A. Wright

32. Een nieuwe thermische emitterende katode voor zware belastingen (Philips Techn. Tijdschrift 11, 1949) — H.J. Lemmens, M.J. Jansen, R. Loosjes

33. De geïmpregneerde katode (Philips Techn. Tijdschrift 19, 1957) — R. Levi

34. De geperste katode Philips Technisch Tijdschrift 19, 1957) — R.C. Hughes, P.L. Coppola

35. Inhomogeniteit en elektronenenergieverdeling van thermisch emitterende katodes (Philips Techn. Tijdschrift 25, 1963, p 224-225) — C.G.J. Jansen, A. Venema, Th. H. Weekers

36. Secundaire Elektronenemissie (Philips Technisch Tijdschrift 3, 1938) — H. Bruining

37. Het geleidingsvermogen van de oxydekatode (Philips Techn. Tijdschrift 11, 1949) — R. Loosjes, H. Vink

Hoofdstuk 1 Grondbegrippen uit de mechanika

1.1 De begrippen vektor en skalair

Bij de behandeling van de Elektrostatika en Elektronenoptika zullen we grootheden ontmoeten, die niet alleen een bepaalde grootte, doch ook een bepaalde richting hebben; dit zijn de z.g. vektoren. Grootheden met alleen maar een bepaalde grootte noemen we skalairen. Dergelijke vektoren worden voorgesteld door een pijl inde betreffende richting te tekenen, waarvan de lengte gelijk is aan het bedrag der grootheid in kwestie. De notatie ervan geschiedt vaak door een liggend streepje boven het betreffende symbool te plaatsen b.v. $\bar{v}$. De grootte van $\bar{v}$ wordt aangeduid met $|\bar{v}|$ of v.

Als voorbeelden van vektoren kunnen genoemd worden:

a) de kracht, aangeduid met $\bar{F}$

b) de snelheid, aangeduid met $\bar{v}$

$$\bar{v} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \bar{s}}{\Delta t} = \frac{d\bar{s}}{dt} \qquad (1.1)$$

ofwel:de snelheid is het differentiaalquotient van de afgelegde weg $\bar{s}$ naar de tijd.
Ook de afgelegde weg is een vektor!

c. de versnelling, aangeduid met $\bar{a}$

$$\bar{a} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \bar{v}}{\Delta t} = \frac{d\bar{v}}{dt} \qquad (1.2)$$

ofwel de versnelling is het differentiaalquotient van de snelheid naar de tijd.

1.2 Samenstellen en ontbinden van vektoren

Onder de som $\bar{a} + \bar{b}$ van 2 vektoren $\bar{a}$ en $\bar{b}$ verstaan we een vektor, van het beginpunt van $\bar{a}$ naar het eindpunt van $\bar{b}$ getrokken, indien het beginpunt van $\bar{b}$ met het eindpunt van $\bar{a}$ samenvalt (z.g. parallelogram van vektoren). Men zegt ook: $\bar{a} + \bar{b}$ is de resultante van $\bar{a}$ en $\bar{b}$.

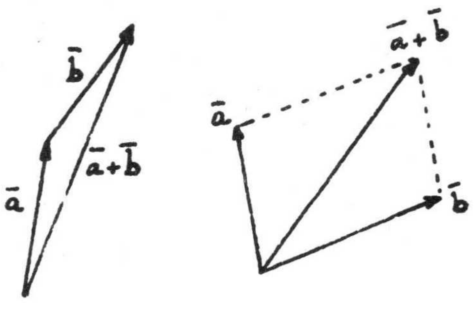


Fig. 1.1

In fig. 1.1 is een en ander nader aangegeven.
De vektoren $\bar{a}$ en $\bar{b}$ behoeven niet noodzakelijk in een plat vlak te liggen.
Omgekeerd is het ook mogelijk een vektor op te vatten als som van e en aantal andere vektoren, z.g. komponenten.
Vaak wordt een vektor $\bar{a}$ ontbonden in 3 komponenten $\bar{a}_x$, $\bar{a}_y$ en $\bar{a}_z$, die evenwijdig zijn aan de assen van een rechthoekig koördinatiesysteem zoals in fig. 1.2 nader is aangegeven.

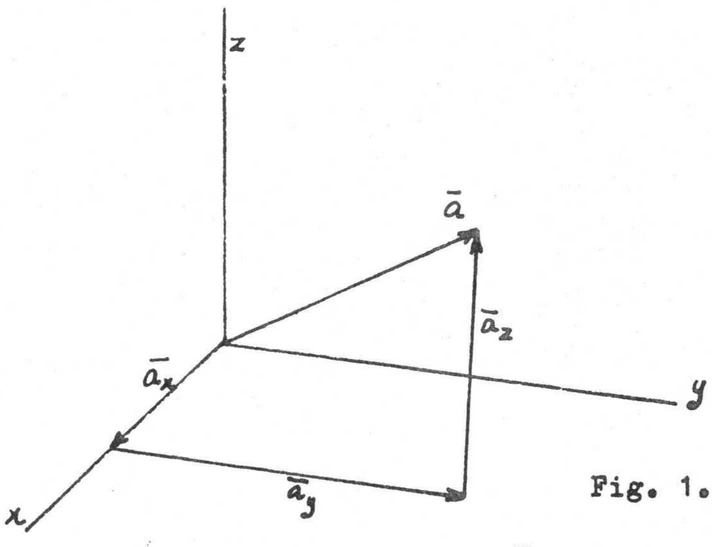


Fig. 1.2

Uit deze figuur blijkt dat de modulus van $\bar{a}$ geschreven kan worden als:

$$a = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2} \qquad (1.3)$$

Indien een vektor $\bar{a}$ de resultante is van een aantal vektoren $\bar{a}_i$, aangeduid door $\bar{a} = \sum \bar{a}_i$, en al deze vektoren ontbonden worden in x, y en z kompenenten, dan geldt blijkbaar:

$$a_x = \sum a_{ix}$$
$$a_y = \sum a_{iy} \qquad (1.4)$$
$$a_z = \sum a_{iz}$$

1.3 Vermenigvuldigen van skalairen en vektoren

1.3.1 Vermenigvuldigen van een vektor met een skalair

Indien c een skalair is, verstaat men onder c $\bar{a}$ een vektor in de richting van $\bar{a}$, die c maal zo groot is als $\bar{a}$.

1.3.2 Skalair produkt van 2 vektoren

Onder het skalair produkt of puntprodukt van 2 vektoren $\bar{a}$ en $\bar{b}$, geschreven als $\bar{a}.\bar{b}$, verstaat men een skalair gelijk aan het produkt van a en b en de cosinus van de ingesloten hoek φ tussen $\bar{a}$ en $\bar{b}$, ofwel:

$$\bar{a}.\bar{b} = ab \cos \varphi \qquad (1.5)$$

Ontbinden we $\bar{a}$ en $\bar{b}$ elk in 3 komponenten volgens fig. 1.2 dan kan afgeleid worden dat geldt:

$$\bar{a}.\bar{b} = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z \qquad (1.6)$$

1.3.3 Vektorprodukt van 2 vektoren

Onder het vektorprodukt of kruisprodukt van 2 vektoren $\bar{a}$ en $\bar{b}$ verstaat men een vektor $\bar{c}$, waarvan de grootte gelijk is aan het produkt van a en b en de sinus van de ingesloten hoek φ tussen $\bar{a}$ en $\bar{b}$. De richting van deze vektor staat loodrecht op $\bar{a}$ zowel als $\bar{b}$ en is als een rechtse schroef toegevoegd aan de beweging van $\bar{a}$ naar $\bar{b}$ voor de kleinste hoek.

Men schrijft dit als volgt:

$$\bar{c} = \bar{a} \times \bar{b}$$

$$\text{met} \quad c = a\, b \sin \varphi \tag{1.7}$$

1.4 Kracht, massa, arbeid

In 1.1 zijn de begrippen kracht $\bar{K}$, snelheid $\bar{v}$ en versnelling $\bar{a}$ besproken.
De oorzaak van een versnelling is steeds gelegen in een kracht $\bar{K}$.
Het verband tussen $\bar{K}$ en $\bar{a}$ wordt gegeven door de wet van Newton:

$$\bar{K} = m\, \bar{a} \tag{1.8}$$

De evenredigheidskonstante indeze formule wordt massa genoemd.
In het Giorgi-eenhedenstelsel wordt a uitgedrukt in m/sek^2.
Uit (1.8) volgt dat de eenheden van kracht en massa niet beide vrij gekozen kunnen worden. Als fundamentele eenheid heeft men de massa gekozen, met in genoemd stelsel als eenheid de kilogram.
De eenheid van kracht is nu volgens (1.8) een afgeleide eenheid, die in genoemd stelsel de Newton wordt genoemd.

Onder de arbeid A die door een konstante kracht $\bar{K}$ verricht wordt bij verplaatsing van een voorwerp over een rechte weg $\bar{s}$ verstaan we het skalair produkt van $\bar{K}$ en $\bar{s}$, ofwel:

$$A = \bar{K} . \bar{s} \tag{1.9}$$

In het Giorgi-eenhedenstelsel is de eenheid van arbeid de Newton meter (Nm), ook wel Joule genoemd (J). Voor het geval dat $\bar{K}$ niet konstant is langs $\bar{s}$ schrijven we m.b.v. de integraalrekening voor de arbeid bij verplaatsing van een voorwerp van een punt P naar punt Q:

$$A = \int_P^Q \bar{K} . d\bar{s} \tag{1.10}$$

Een dergelijke integraal, waarbij langs een weg geïntegreerd wordt, wordt lijnintegraal genoemd.
Indien $\bar{K}$ de resultante is van een aantal krachten $\bar{K}_i$, dan is de arbeid van $\bar{K}$ gelijk aan de som der arbeiden die door elk der samenstellende krachten alleen zou zijn verricht, zoals eenvoudig uit (1.4), (1.6) en (1.10) volgt: derhalve is:

$$A = \sum_i A_i \tag{1.11}$$

1.5 Konservatieve velden

In het algemeen zal de arbeid bij verplaatsing van een voorwerp van P naar Q afhankelijk zijn van de gekozen weg.
Er zijn echter gevallen te bedenken, waarbij de verrichte arbeid niet afhankelijk is van de gevolgde weg. Het krachtenveld noemt men dan konservatief. Een voorbeeld van zulk een konservatieef krachtenveld is het zwaartekrachtveld, althans binnen een beperkt gebied beschouwd.

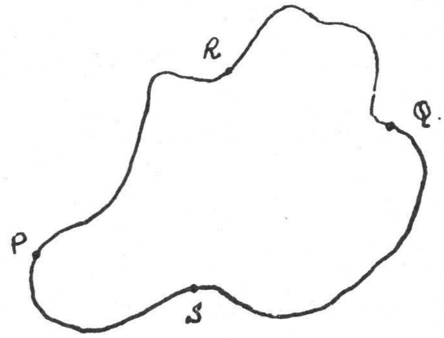


Fig. 1.3

In een dergelijk geval is dus de arbeid in fig. 1.3 verricht over de weg PRQ gelijk aan die over de weg PSQ, ofwel:

$$\overset{Q}{\underset{P}{\int_{R}}} \bar{K}\cdot d\bar{s} = \overset{Q}{\underset{P}{\int_{S}}} \bar{K}\cdot d\bar{s} \qquad (1.12)$$

Gaan we van Q naar P, dan keert elk der integralen uit (1.12) van teken om, immers $\bar{K}\cdot\bar{s} = Ks \cos\varphi$ en $\cos\varphi$ keert dan van teken om.

Beschouwen we de totaal verrichte arbeid over de gesloten kromme PRQSP, dan is deze nul, immers:

$$\overset{Q}{\underset{P}{\int_{R}}} \bar{K}\cdot d\bar{s} + \overset{P}{\underset{Q}{\int_{S}}} \bar{K}\cdot d\bar{s} = \overset{Q}{\underset{P}{\int_{R}}} \bar{K}\cdot d\bar{s} - \overset{Q}{\underset{P}{\int_{S}}} \bar{K}\cdot d\bar{s} = 0.$$

We schrijven dit als volgt:

$$\oint \bar{K}\cdot d\bar{s} = 0 \qquad (1.13)$$

waarbij het teken $\oint$ aangeeft dat geïntegreerd wordt langs een gesloten kromme; we noemen dit een kringintegraal.

In woorden luidt (1.13):

Bij een konservatief krachtenveld is de verrichte arbeid langs iedere willekeurige gesloten kromme nul.

1.6 Potentiële energie en gradient

Dat de arbeid in een konservatief krachtenveld slechts van de plaats van begin- en eindpunt afhangt, kan tot uitdrukking worden gebracht door aan elk punt een getal toe te voegen, zodanig dat het verschil van deze getallen de arbeid aangeeft om van het ene naar het andere punt te komen. Dit getal wordt de potentiële energie genoemd en met V aangeduid. Wordt de potentiële energie in P en Q aangegeven met V_P resp. V_Q, dan geldt dus voor de door de kracht verrichte arbeid bij verplaatsing van een punt van P naar Q.

$$A = \int_P^Q \bar{K}\cdot d\bar{s} = \int_P^Q - dV = V_P - V_Q \qquad (1.14)$$

Onder de potentiaal wordt verstaan de potentiële energie voor een eenheidsmassa, of $\frac{V}{m}$.

Verbinden we alle punten van gelijke potentiële energie met elkaar, dan ontstaan z.g. equipotentiaaloppervlakken.
Deze oppervlakken staan in elk punt loodrecht op de kracht.
Immers zou dit niet het geval zijn, dan zou de kracht in een punt P ontbonden kunnen worden in 2 komponenten, een loodrecht op en een kracht $\bar{K}_1$ volgens de raaklijn aan het equipotentiaalvlak door P.

Voor $\bar{K}_1$ volgt uit (1.14):

$$\bar{K}_1 . ds = - dV = 0, \text{ zodat } \bar{K}_1 = 0 \text{ moet zijn.}$$

Indien V bekend is kan $\bar{K}$ m.b.v. (1.14) worden berekend.
Uit (1.14) volgt nl. voor een klein wegelement $\Delta\bar{s}$:

$$\Delta V = -\bar{K} . \Delta\bar{s} \qquad (1.15)$$

In het limietgeval en als kracht en weg een zekere hoek φ met elkaar maken, volgt uit (1.5) en (1.15)

$$dV = -\bar{K} \cos\varphi \, ds \qquad (1.16)$$

Nu is K cos φ niets anders dan de komponent K_s van $\bar{K}$ in de richting van $\bar{s}$, ofwel:

$$K_s = -\frac{dV}{ds} \qquad (1.17)$$

Uit (1.16) volgt verder dat voor $\varphi = 90^\circ$: $dV = 0$, zodat er dan geen arbeid verricht wordt.
Voor $\varphi = 0^\circ$ wordt dV maximaal, zodat:

$$K = - \left(\frac{dV}{ds}\right)_{max.} \qquad (1.18)$$

Deze $\left(\frac{dV}{ds}\right)_{max.}$ wordt gradiënt genoemd, afgekort met grad.

Uit (1.18) volgt dat het zinvol is om aan deze gradiënt, evenals aan $\bar{K}$, ook een richting toe te kennen. Evenals $\bar{K}$ staat grad. V loodrecht op de equipotentiaalvlakken. In vektornotatie wordt dit:

$$\bar{K} = - \text{grad. } V \qquad (1.19)$$

In woorden luidt (1.19): De kracht is de negatieve gradiënt van de potentiële energie.

1.7 Wet van behoud van energie

Deze wet die algemeen geldt voor konservatieve krachtenvelden, zullen we hier voor een eenvoudig geval afleiden.

Voor een rechtlijnige beweging onder invloed van een konstante kracht $\bar{K}$ in de richting van de weg $\bar{s}$ geldt voor de in een tijd t afgelegde weg tussen de punten P en Q:

$$s_Q - s_P = \frac{1}{2}(v_Q + v_P)\,t \qquad \text{waarin } v_P \text{ en } v_Q$$

de snelheid in beginpunt P resp. eindpunt Q voorstellen.

Verder is $v_Q - v_P = at$

Uit (1.8) en (1.9) volgt dan voor de langs $\bar{s}$ verrichte arbeid:

$$A = m.a.\,\frac{1}{2}(v_P + v_Q)\,t = \frac{1}{2}\,m\,(v_P + v_Q)(v_Q - v_P)$$

ofwel

$$A = \frac{1}{2}\,m\,v_Q^{\,2} - \frac{1}{2}\,m\,v_P^{\,2} = (T_Q - T_P) \qquad (1.20)$$

De verrichte arbeid is dus gelijk aan het verschil van 2 grootheden, die alleen van de begin- en eindtoestand afhangen. Deze grootheid wordt de kinetische energie genoemd en met T aangegeven. Anderzijds is A volgens (1.14) ook gelijk aan de afname van de potentiële energie V.

Uit (1.20) en (1.14) volgt dus:

$$V_P - V_Q = T_Q - T_P$$

ofwel:

$$V_P + T_P = V_Q + T_Q \qquad (1.21)$$

De som van potentiële en kinetische energie is in een konservatief krachtveld dus konstant.
Dit is de wet van behoud van energie.

1.8 Impuls, Moment, Impulsmoment

Onder de impuls $\bar{p}$, in de oudere literatuur ook wel genoemd "hoeveelheid van beweging", verstaat men een vektor volgens:

$$\bar{p} = m.\bar{v} \qquad (1.22)$$

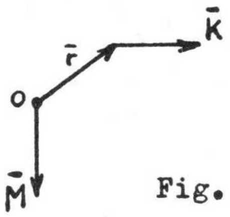
Zij heeft dus dezelfde richting als $\bar{v}$ en de absolute grootte is mv.

Bij veruit de meeste problemen is de beschouwde massa een konstante zodat differentiatie naar de tijd t, onder gebruikmaking van (1.8) geeft:

$$\bar{K} = \frac{d\bar{p}}{dt} \qquad (1.23)$$

Dit is een andere formulering van de eerste hoofdwet der mechanika. Uit (1.23) volgt dus dat de impuls van een lichaam waarop geen kracht werkt, konstant is naar grootte en richting.

Onder het moment $\bar{M}$ van een kracht t.o.v. een punt O verstaat men een vektor volgens:



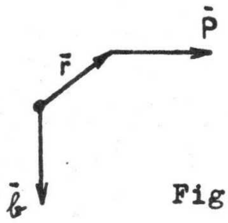
$$\bar{M} = \bar{r} \times \bar{K} \qquad (1.24)$$

waarbij $\bar{r}$ gericht is van O naar het aangrijpingspunt van $\bar{K}$, zie fig. 1.4.

Fig. 1.4

Onder het impulsmoment $\bar{b}$ van een massapunt t.o.v. een punt O verstaat men een vektor volgens:

$$\bar{b} = \bar{r} \times \bar{p}$$



waarbij $\bar{r}$ gericht is van O naar het aangrijpingspunt van $\bar{p}$, zie fig. 1.5.

Fig. 1.5

Eenvoudig is te bewijzen dat voor het verband tussen het moment en het impulsmoment, beide t.o.v. eenzelfde punt beschouwd, geldt:

$$\bar{M} = \frac{d\bar{b}}{dt} \qquad (1.26)$$

De impulsmomentstelling legt een relatie tussen het moment van een kracht en de verandering van het impulsmoment per tijdseenheid als gevolg hiervan.

Hoofdstuk 2 Inleiding tot de Elektrostatika

2.1 Positieve en negatieve elektriciteit

Tussen twee massa's werkt steeds een aantrekkende kracht, die volgens de gravitatiewet van Newton bepaald is door de grootte van de beide massa's en hun onderlinge afstand.

Indien men echter een harsstaaf met een kattevel wrijft, of een glazen staaf met zijde, dan kan men vaststellen dat deze voorwerpen de eigenschap gekregen hebben lichte voorwerpen, zoals papiersnippers die op enige afstand gelegen zijn, aan te trekken. Voorts kan men vaststellen dat, wanneer men een draaibaar opgehangen glasstaaf, die met zijde is gewreven, nadert met een eveneens met zijde gewreven tweede glasstaaf, deze glasstaven elkaar zullen afstoten. Nadert men de eerste glasstaaf echter met een met een kattevel gewreven harsstaaf, dan blijken de beide staven elkaar aan te trekken. De beschreven krachtwerkingen onderscheiden zich belangrijk van de krachtwerkingen volgens de gravitatiewet. Op de eerste plaats kan de grootte van deze krachten die van de gravitatiewerking vele malen overtreffen. Bovendien is gebleken dat de krachtwerking van de beschreven glasstaaf en harsstaaf verschillend gericht is. Voor de beschreven krachtwerking is de naam elektriciteit ingevoerd naar het Griekse elektron, wat barnsteen betekent, omdat de beschreven verschijnselen het eerst bij barnsteen zijn waargenomen.

Van lichamen, die elektrische krachtwerkingen vertonen, zegt men dat zij in de elektrische toestand verkeren, of dat zij elektrisch geladen zijn.

Uit het verschillend gedrag van de glasstaaf en de harsstaaf leiden we af dat er twee soorten elektrische lading bestaan. De ene soort noemen we positief, de andere negatief.

Lichamen die zich gedragen als voornoemde glasstaaf noemen we positief geladen; lichamen die zich gedragen als voornoemde harsstaaf noemen we negatief geladen. De keuze van de aanduidingen positief en negatief is geheel willekeurig en had evengoed andersom getroffen kunnen worden.

De beschreven proeven kunnen worden samengevat in de regel: gelijknamig elektrisch geladen lichamen stoten elkaar af en ongelijknamig elektrisch geladen lichamen trekken elkaar aan.

2.2 Opbouw der materie, geleiders en isolatoren

Uit de in 2.1 beschreven proeven volgt dat in alle materie positieve en negatieve elektriciteit aanwezig is, en wel van beide soorten evenveel. Elk lichaam is onder normale omstandigheden dan ook elektrisch neutraal. Men stelt zich nu voor dat de materie is opgebouwd uit atomen. Bouwstenen van het atoom zijn de protonen, neutronen en elektronen. Protonen en neutronen bevinden zich in de z.g. atoomkern. Om deze kern bewegen zich de elektronen, die door de kern worden aangetrokken.
De lading van een elektron bedraag $-1,6019\ 10^{-19}$ Coulomb. Dit is de kleinste lading die ooit werd aangetoond en wordt elementaire lading genoemd; aangeduid met -e. De lading van een proton bedraagt +e; een neutron is elektrisch neutraal. De massa van een elektron is uiterst klein en bedraagt $0,9107\ 10^{-30}$kg. Protonen en neutronen hebben ongeveer een gelijke massa die ongeveer 1836 maal zo groot is als die van een elektron.

Uit het neutrale karakter van een atoom volgt dat de kernlading uitgedrukt in elementaire ladingen, een geheel getal is. Dit is het z.g. atoomnummer Z, dat tevens gelijk is aan het aantal elektronen rond de kern Het elektrisch laden van een lichaam komt neer op het onttrekken of toevoegen van elektronen. Heeft het lichaam elektronen opgenomen dan is het negatief geladen, heeft het elektronen afgestaan dan is het positief.

Wanneer twee lichamen met elkaar in kontakt komen, dan is het verschil in binding tussen de elektronen van de buitenste schil en de kern bepalend voor de vraag welk van beide lichamen elektronen zal afstaan aan het andere. Het zijn de elektronen van de buitenste schil, die overgedragen kunnen worden; ze worden dan ook vrije of geleidingselektronen genoemd.

Bij de proeven in 2.1 werden twee lichamen over elkaar gewreven. Het doel hiervan is alleen het aanrakingsoppervlak te vergroten waardoor meer elektronen uitgewisseld kunnen worden. Men spreekt in zulke gevallen van wrijvingselektriciteit.
Voorts is bij de proeven in 2.1 gebleken, dat alleen het gewreven gedeelte van de lichamen elektrische krachtwerkingen vertoonde. Blijkbaar breidt de lading zich niet over het gehele lichaam uit, men noemt zulke stoffen isolatoren.

De groep van stoffen, die niet plaatselijk geladen kunnen worden, en waarbij een nagenoeg onmiddellijke uitbreiding van de lading plaats heeft, worden geleiders genoemd. De grens tussen geleiders en isolatoren kan niet scherp worden getrokken. Ook in een isolator breidt de lading zich op de duur uit, terwijl deze uitbreiding in geleiders toch ook wel enige, zij het zeer korte tijd vergt.

2.3 Zetel der lading

Het was de franse natuurkundige Coulomb, die in 1785 de elektriciteitsleer tot wetenschap maakte door voor die tijd zeer nauwkeurige onderzoekingen te doen met behulp van de torsiebalans.
Dit is een absolute elektrometer waarmee de grootte van ladingen kwantitatief kan worden gemeten. Ook kan hiermee nagegaan worden waar de lading van een geleider zich precies bevindt.
Een geïsoleerd opgestelde holle metalen bol, die van een kleine opening is voorzien, wordt geladen door aanraking met een gewreven glasstaaf. We brengen vervolgens een op een isolerende staaf bevestigd ongeladen metalen bolletje binnen de metalen bol en raken hiermee de binnenwand aan.
Onderzoek met een elektrometer leert dat het bolletje ongeladen is. Herhalen we de proef, doch nu met een geladen bolletje, dan blijkt het zijn lading te verliezen bij aanraking van de binnenwand, onafhankelijk van het teken van de lading van bolletje en bol.
De lading van het bolletje kunnen we slechts aan het buitenoppervlak van de holle bol terug vinden. Op deze wijze is het mogelijk op de bol een grote lading te brengen door een aantal malen de binnenkant ervan aan te raken met een telkens weer opnieuw geladen bolletje. Van een dergelijke metode om lading te transporteren wordt bij het meten van ladingen vaak gebruik gemaakt.
Voorts blijkt hierbij dat lading een additieve grootheid is en dat de totale hoeveelheid lading konstant blijft.
Naar analogie van de wet tot behoud van massa geldt hier dus de wet tot behoud van lading.