M A G N E T I S M E.

Par. 1 Inleiding.

Sommige metalen kunnen in de toestand verkeren, dat ze andere stukjes van deze metalen aantrekken.
In deze toestand noemt men deze metalen magnetisch.
b.v. bij ijzer, staal, Co, Ni.

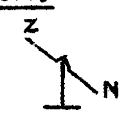
Eigenschappen van een magneet staaf.

1) Het magnetisme openbaart zich voornamelijk aan de uiteinden van de staaf; aan beide uiteinden, in het midden niet.

2) Er bestaat een soortelijk verschil tussen het magnetisme van de twee uiteinden van een magneet:

   vrij opgehangen richt een uiteinde zich steeds naar het N.
   het andere uiteinde richt zich steeds naar het Zuiden.

   Het naar het Noorden wijzende uiteinde heet de noordpool
   Het naar het Zuiden wijzende uiteinde heet de zuidpool



3) Steeds noordpool + zuidpool.

4) Gelijknamige polen stoten elkaar af
   ongelijknamige polen trekken elkaar aan.

5) Breekt men een magneet middendoor, dan ontstaan twee nieuwe magneten.

proef:  en ——

∴ magnetisme is een eigenschap van de moleculen of molec.groepen.

6) Verwarmt men een magneet, dan gaat het magnetisme verloren.

7) Boven 775° wordt ijzer niet meer door een magneet aangetrokken.
   uit 6) en 7) volgt: het naar buiten optreden van het magnetisme in een magnetiseerbare stof moet een kwestie van ordening der moleculen zijn.

8) Niet alle metalen hebben deze eigenschap: Zn, Pb.

9) Men kan een niet magnetische ijzeren staaf magnetisch maken:

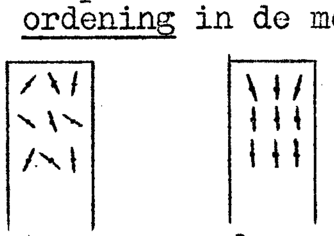
   1) door wrijving met een magneetpool 
   2) door inductie proef
   3) gelijkstroomwikkeling.

10) Weekijzer is tijdelijk magnetisch;
    Staal blijvend ——> remanent magnetisme.

Hypothese van Weber. (1848 - 1919. Kiel)

deel 1) Een magneet is opgebouwd uit moleculen, die zelf magneetjes zijn. Argument = doorknippen.
Concl.: Van sommige metalen zijn de moleculen kleine magneetjes. Deze metalen kunnen als magneten voorkomen.
Van de andere metalen zijn de moleculen geen magneetjes.
Deze kunnen niet als magneten voorkomen: Zn, Pb.

deel 2) Het naar buiten optreden van het magnetisme wordt veroorzaakt door de ordening in de moleculaire magneetjes.



niet magn. wel magn.

Vragen. 1) verklaar: 1,3,5,6,7,8,9,10.
2) Zegt deze hypothese wat magnetisme is?
3) Waarom verliest de strijkende magneet het magnetisme niet?
4) Waarvoor dienen de poolschoenen?
5) Hoe kan men een metaal ontmagnetiseren?

Par. 2 Magnetisch Veld.

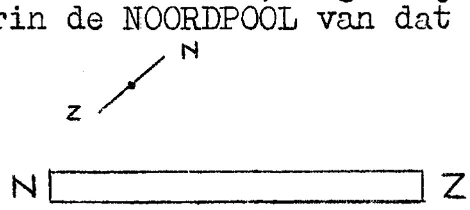
1) Komt men met een kompasnaald in de buurt van een magneet, dan blijkt, dat deze naald een krachtswerking ondervindt van deze magneet.
EEN MAGNEET WORDT DUS OMGEVEN DOOR EEN MAGNETISCH KRACHT-VELD (field = ruimte)

Definitie: Onder het magnetisch veld van een magneet verstaat men de RUIMTE waarbinnen de magnetische kracht zich doet gevoelen.

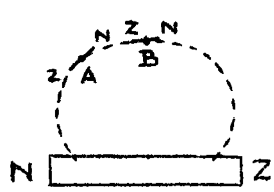
Men onderscheidt: 1) de STERKTE van het magn. veld in een bepaald punt.
2) de RICHTING van het magn. veld in een bepaald punt.

ad 1) de sterkte van het magn. veld zal gedefinieerd worden bij de magnetische werking van de electrische stroom.

ad 2) Onder de richting van het magn. veld in een bepaald punt verstaat men de richting van de magnetische as van een vrij draaibaar (infenitesimaal klein) magneetje in dat punt, en wel de richting waarin de NOORDPOOL van dat magneetje wijst.



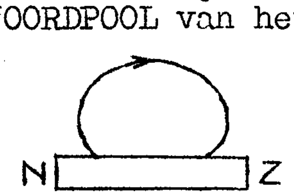
2) Veldlijnen.



De magnetische as van een vrij draaibaar magneetje neemt in A een bepaalde stand in. Verplaatsen we het middelpunt van dit magneetje over een infenitesimaal kleine afstand in de richting van de magnetische as, dan leert de ervaring, dat de magnetische as een andere stand gaat innemen.
De standen, die de magnetische as inneemt als men deze infenitesimale verschuiving voortzet, VORMEN DE RAAKLIJNEN AAN EEN GEBOGEN LIJN, die begint bij de noordpool en buigt naar de zuidpool van de magneet. ZO'N LIJN NOEMT MEN EEN VELDLIJN.

Definitie: Een veldlijn in een magnetisch veld is een lijn, waarvan de raaklijn in elk harer punten de richting van het magnetische veld in dat punt aangeeft.

N.B. Aan een veldlijn kent men een RICHTING toe; n.l. de richting waarin de NOORDPOOL van het proefmagneetje wijst.



Deze richting wordt aangegeven door een pijl.

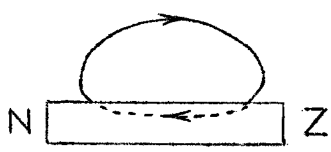
Eigenschappen van de veldlijnen:

I Door ieder punt van het veld gaat èèn en slechts èèn veldlijn.
II Veldlijnen kunnen elkaar niet snijden (volgt eigenlijk uit I)
III Wet van Maxwell (James Clerk Maxwell 1831 - 1879)

zie blad 3

III Wet van Maxwell (James Clerk Maxwell 1831 - 1879)

Magnetische krachtlijnen zijn GESLOTEN krommen.
Buiten de magneet lopen de veldlijnen van N → Z
Binnen de magneet lopen de veldlijnen van Z → N



Gevolg: Neemt men ergens een gesloten oppervlak, dat eventueel de magneet snijdt, dan zullen dus alle magnetische veldlijnen, die dit oppervlak binnendringen, er op een andere plaats ook weer uitkomen.
m.a.w. het is onmogelijk, dat alle veldlijnen het gesloten oppervlak alleen maar binnendringen of er alleen maar uitgaan, d.w.z.

N.B. HET IS ONMOGELIJK, DAT EEN MAGNEET ALLEEN MAAR EEN NOORDPOOL OF ALLEEN MAAR EEN ZUIDPOOL HEEFT.
BIJ EEN NOORDPOOL BEHOORT DUS ALTIJD EEN ZUIDPOOL.

Opm. a) In dit opzicht bestaat er een wezenlijk verschil tussen magnetische en electrische veldlijnen. (zie later)

b) De EINDEN van een magneet, de polen genaamd, zijn GEEN CENTRA van krachtswerkingen: De magneet IN HAAR GEHEEL veroorzaakt het veld, dat krachtswerkingen uitoefent op andere magneten.

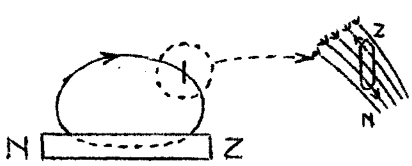
3) Inductie.

Onder magnetische inductie verstaat men het magnetisch worden van een magnetiseerbaar metaal onder invloed van een magnetisch veld.
Verklaring: Onder invloed van het magnetische veld richten de moleculaire magneetjes zich; noordpool weg van noordpool. ∴ ongelijknamige polen komen tegenover elkaar te staan → aantrekking.

N.B. eerst inductie, dan aantrekking.

Een niet magnetiseerbaar metaal kan dus nooit door een magneet worden aangetrokken!

4) Zichtbaar maken van veldlijnen:

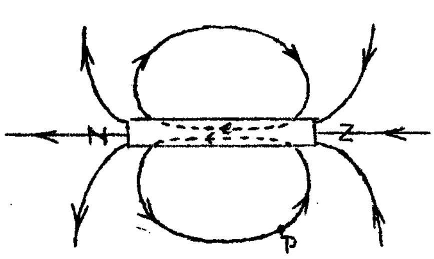


Zeer kleine stukjes ijzer in het veld → inductie → koppel → tik tik → ijzeren staafjes richten zich zò, dat hun lengte-richting langs de veldlijnen valt. De stukjes ijzervijlsel vormen ketens
Aldus krijgen we een beeld van het verloop van de veldlijnen.

5) Proeven: zie par. 67 1^e ronde 2^e deel.

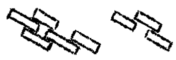
1) staafmagneet; ruimtelijk beeld.
2) meerdere magneten.
3) hoefmagneet (homogeen veld)
4) ijzer in het veld.
5) scherm-werking (fig. 77)

6) Het verloop van de veldlijnen en de sterkte van het veld.



We beschouwen nogmaals het magnet. spectrum van een staafmagneet → beeld van veld richtingen.
De sterkte van het magn.veld in een punt P wordt bepaald door de grootte van de richtkrachten, die een magneetje in P ondervindt.

Uit de proeven blijkt dat daar, waar het veld sterk is (vlak bij de polen), de magn. veldlijnen dicht op een liggen.
Dat de ketens, die door het ijzer vijlsel gevormd worden, in een sterker veld dichter bij elkaar liggen is ook logisch: in een sterker veld wordt het ijzer-vijlsel sterker gemagnetiseerd, zodat er ook een sterkere zijdelingse aantrekking is tussen de ongelijknamige polen.

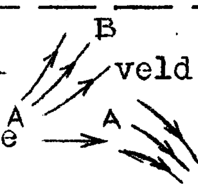


In een sterker veld is de dichtheid van de ijzervijlsel-ketens dus groter.
Door ieder punt in de ruimte gaat een veldlijn.
Het ijzervijlsel markeert slechts een beperkt aantal veldlijnen.
Dit aantal is groter in een sterker veld.

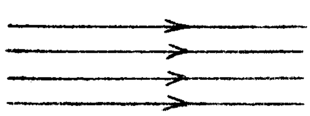
N.B. Conclusie: Het magnetische spectrum geeft ons niet alleen een beeld van de richting van het veld, maar ook een beeld van de sterkte van het veld.

Gaan de veldlijnen uit elkaar → veld wordt zwakker

Gaan de veldlijnen naar elkaar toe → veld sterker

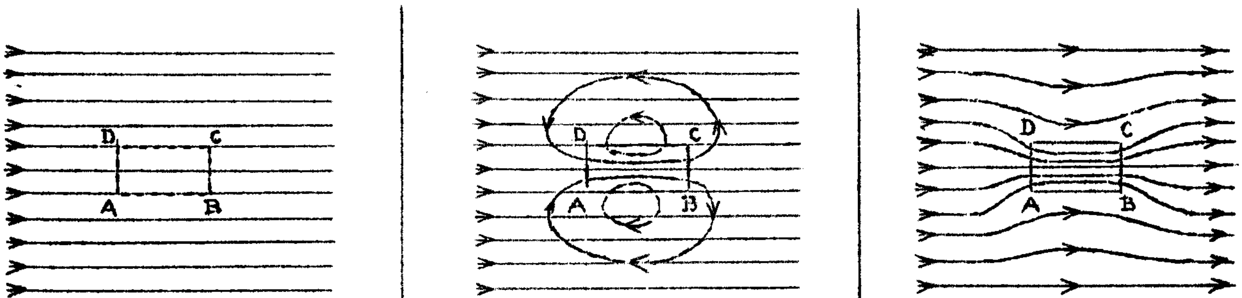


7) Homogeen magnetisch veld:



Een magnetisch veld heet homogeen als de veldlijnen evenwijdige rechte lijnen zijn.
Het magnetisch veld heeft dan in ieder punt dezelfde richting en sterkte.

8) Invloed van een magnetiseerbare stof op het verloop van de veldlijnen.

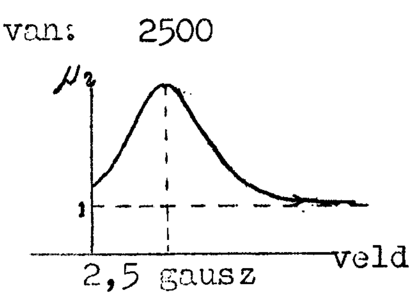


Metaal wordt magnetisch met een eigen magn.veld. Er komen dus twee magn. velden op elkaar te liggen. ∴ Resulterend magn. veld.

Resultaat:
Het oorspronkelijke veld wordt zô vervormd, dat een aantal veldlijnen van het oorspr. veld omgeleid worden en door ABCD gaan.
Het is dus, alsof de magnetische veldlijnen liever door het magnetiseerbaar metaal gaan, dan door de lucht (vacuum)
Vandaar de naam inductie (induceren = leiden in)
Het magnetisch veld in het metaal ABCD is dus sterker dan het oorspr. magn. veld op de plaats D C A B
De evenredigheidsfactor waarmee de sterkte van het oorspronkelijke veld vermenigvuldigd is, noemt men de relatieve permeabiliteit μ_r

N.B. Def: De relatieve permeabiliteit is de factor, waarmee men de sterkte van het oorspronkelijke inducerende veld moet vermenigvuldigen om de sterkte van het resulterende magn, veld BINNEN de gemagnetiseerde stof te krijgen.

De relatieve permeabiliteit is afhankelijk van:



1) de soort van de stof.

2) de sterkte van het inducerende veld.

b.v. voor gietijzer

De verzadigingstoestand $\mu_r = 1$ wordt bereikt als alle moleculaire magneten gericht zijn.

9) Para en dia-magnetische stoffen.

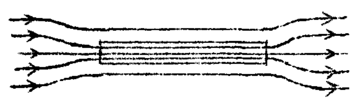
Bij alle magnetiseerbare stoffen is:

$\mu_r > 1$

Deze stoffen zijn:
Alluminium, Chroom, Mangaan, Magn. ijzer, staal, Co, Ni, Heuslerse legeringen:
Heuslerse leg. boek blz. 82
Deze stoffen heten:

para - magn. stoffen.

Para = naast, bij.



In een magn. veld richten staafjes van deze stoffen zich in de lengte-richting volgens de veldlijnen.

Ferro-magn. stoffen $\mu_r \gg 1$ kan!

gietijzer, Ni, Co, Heuslerse legeringen.

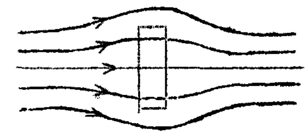
Bij sommige stoffen (koper, bismuth, zilver en zwavel) is:

$\mu_r < 1$

Deze stoffen kunnen zelf niet als magneten voorkomen, maar hebben wel een invloed op het magnetisch veld.
Deze stoffen heten:

dia - magn. stoffen.

Dia = door, uitelkaar.



In een zeer sterk magnetisch veld stellen staafjes van deze stoffen zich $\perp$ veldlijnen.

10) Opgave: Beredeneer, dat de geïnduceerde magneet altijd zwakker is dan de inducerende magneet.

Par. 3 "Actio in Distans" of aether?

1) Beschouw een magneet (A) eenzaam in het vacuum. Ook nu heeft deze magneet een magnetisch veld, maar dat wordt pas merkbaar zodra een andere magneet (B) of een magnetiseerbare stof in dit veld komt.
De vraag is nu: Oefent A zijn krachtswerking op B uit VIA EEN MEDIUM of is er een WERKING OP AFSTAND?

In het laatste geval moet men aan A het vermogen toekennen om, wat zijn werking betreft, BUITEN ZICHZELF te treden en wel zó, dat de werkende kracht wel door A in stand gehouden wordt maar daarbij geen stoffelijk contact heeft met A.

In de 18^{o} eeuw aanvaardde men algemeen de actio in distans (als een soort stoffelijke telepathie; wijsgerig absurd.)

Faraday (Michael Faraday 1791 - 1867) was de eerste natuurkundige die zich doelbewust verzette tegen deze actio in distans. Hij leerde, dat de magneet A via een medium zijn krachtswerking uitoefent op een andere magneet B.
Dit medium is een voor de zintuigen niet waarneembare stof, die de draagster is van het magnetische veld. Deze stof kreeg de naam wereld-aether.
Maxwell stelde rond 1860, steunend op de aether-theorie van Faraday, zijn beroemde vergelijkingen op die tot heden toe in de hogere natuurkunde de grondslag vormen van de wetenschap der electromagnetische verschijnselen.
De strijdvraag, actio in distans of aether, bleef echter bestaan tot 1888, toen Hertz (Heinrich Hertz 1857 - 1894) het experimentele bewijs leverde voor de electro-magnetische golftheorie van Maxwell.
Vanaf dat ogenblik stond het vast, dat een plaatsverandering van de magneet A PAS NA ENIGE TIJD door magneet B zou "gevoeld" worden.

Dit gegeven maakt het gemakkelijk om in te zien, dat magneet A zijn krachtswerking via een medium op B uitoefent. Immers: neemt men A weg, dan blijft de oorspronkelijke magnetische kracht van A op B nog enige tijd met dezelfde sterkte op B werken. MAAR DEZE KRACHT KAN DAN NIET DOOR A IN STAND GEHOUDEN ZIJN.
Dus moet er iets anders zijn, dat deze kracht in stand houdt.
Dit "andere" noemt men de aether.

Conclusie: Een magneet oefent zijn kracht-werking op een andere magneet of op een magnetiseerbare stof uit VIA EEN MEDIUM, aether genaamd.

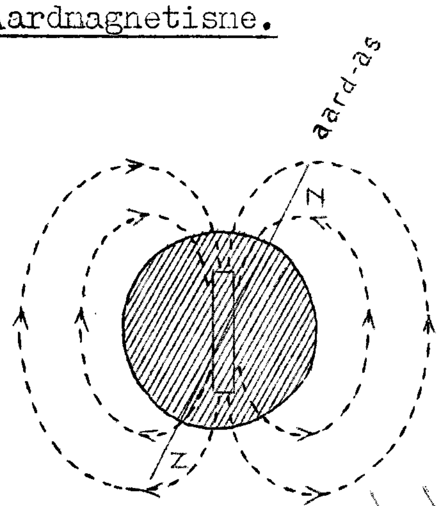
2) Het bestaan van de aether is een waarheid met extrinsieke evidentie. Dit bestaan is immers door redenering uit de verschijnselen afgeleid; de aether is nooit direct aangetoond.
Van de aether kan men alleen met zekerheid zeggen, dat hij een tot de stoffelijke orde behorend ZIJNDE is, dat drager is van alle electrische en magnetische velden.

Definitie: De aether is een, voor de zintuigen niet waarneembaar, tot de stoffelijke orde behorend zijnde, dat drager is van alle electrische en magnetische velden.

3) Men moet aannemen, dat het wezenlijke van een magnetisch veld bestaat in een heel speciale energie-toestand van de aether.
De energie van deze toestand is potentiële energie.
Deze potentiële energie wordt kleiner als twee ongelijknamige polen bij elkaar komen ⟶ twee ongelijknamige polen trekken elkaar aan ⟶ de potentiële energie van het magn. veld wordt omgezet in mechanische arbeid als deze polen naar elkaar toekomen.
Deze potentiële energie wordt groter als twee gelijknamige polen bij elkaar komen ⟶ gelijknamige polen stoten elkaar af ⟶ wij moeten mechanische arbeid verrichten om gelijknamige polen bij elkaar te brengen. Deze arbeid wordt teruggevonden als potentiële energie van het magnetisch veld.

4) Vele moderne auteurs schrijven de medium-functie toe aan de ruimte: de ruimte om de magneet heeft dan eigenschappen, die ze bij afwezigheid van de magneet niet bezit.
Aan de ruimte wordt dan dus niet alleen het passieve vermogen toegekend om met stoffelijke dingen gevuld te worden, maar ook het actieve vermogen om krachten uit te oefenen. Deze ruimte als zodanig, kan dus niet LEEG zijn, want het "NIETS" kan geen activiteit hebben. De term "ruimte" is dus in dit verband alleen maar een andere (neutraler klinkende) naam voor aether.

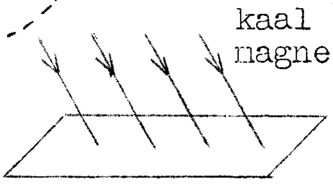
Par. 4 Aardmagnetisme.



De aarde is omgeven door een magnetisch veld. Het is ALSOF zich in het inwendige van de aarde een grote staafmagneet bevindt, waarvan de magnetische as een kleine hoek maakt met de draaiings-as van de aarde.

Voor een niet al te grote ruimte, b.v. de ruimte van het leslokaal, kan het aardmagnetisch veld als HOMOGEEN worden beschouwd.

Alle proeven in het natuurkunde lokaal geschieden dus in een homogeen magnetisch veld.

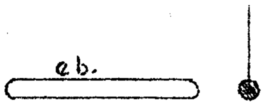


Vraag: a) Wat verstaat men onder de declinatie op een bepaalde plaats ter aarde?
b) Wat verstaat men onder de inclinatie op een bepaalde plaats ter aarde?
c) Hoe werkt een kompas?
d) Hoe kan men bereiken, dat in een ruimte geen aardmagnetisch veld heerst?

E L E C T R I C I T E I T .

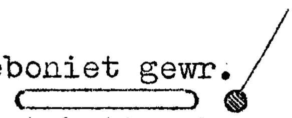
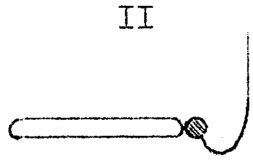
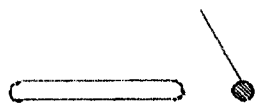
Hoofdstuk I: Electrostatica.

Par. 1 Inleidende proeven.

1) 

We nemen een goed gedroogde eboniet staaf en een vlierpit-bolletje, dat aan een goed gedroogde zijden draad wordt opgehangen. Houden we de ebonietstaaf bij het vlierpitbolletje dan ge - beurt er niets.

We nemen nu de ebonietstaaf weg en WRIJVEN deze met KATTEVEL. Daarna naderen we het vlierpitbolletje opnieuw met de staaf. Nu gebeurt het volgende:

I	II	III	IV
eboniet gewr.  met kattevel. het bolletje wordt aangetrokken.	 Komt het bolletje in aanraking met de staaf dan blijft het even aan de staaf "plakken"	 Na korte tijd schiet het bolletje van de staaf af. Het wordt nu verder blijvend afgestoten.	Raken we het bolletje even met de hand aan,dan wordt het weer door de staaf aangetrokken Maar de aantrekken de kracht is dan kleiner dan bij I

2) Herhalen we deze proef met een glas staaf die gewreven is met ZIJDE dan zien we hetzelfde gebeuren.

3) Het was reeds aan de grieken (Thales van Milete ± 600 v. Chr.) bekend, dat barnsteen na wrijving lichte voorwerpen aantrekt.
(ἤλεκτρον= barnsteen)
Gilbert (William Gilbert 1544 - 1603, lijfarts van Elizabeth I) was de eerste, die dit verschijnsel systematisch onderzocht. Voor deze eigenschap der materie voerde Gilbert de naam electrische-kracht (vis electrica) in.
Van lichamen, die electrische krachts-werkingen vertonen, zegt men dat zij electrisch geladen zijn.

4) Voorlopige verklaring van het gebeuren bij proef 1)

De ebonietstaaf werd bij wrijving met kattevel electrisch geladen I)
Het vlierpitbolletje krijgt bij aanraking een deel van deze ebonietlading (II + IV)
Ebonietladingen stoten elkaar af (III)

Opm.: Uit het feit, dat het vlierpitbolletje eerst wordt aangetrokken en daarna blijvend wordt afgestoten, blijkt, dat we hier te doen hebben met een verschijnsel, dat wezenlijk verschilt van het magnetisme.

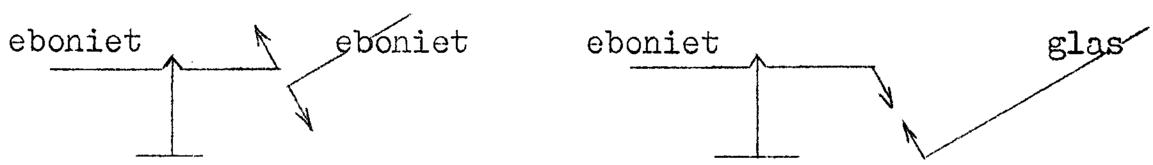
5) De meeste stoffen (ook metalen, mits deze geïsoleerd worden opgesteld) worden door wrijving MET GESCHIKTE andere stoffen electrisch geladen.

Par. 2 Er zijn twee en slechts twee soorten electriciteit.

1) Onder een eboniet-lading verstaat men de lading van een ebonietstaaf MITS deze gewreven is met kattevel.
Onder een glas-lading verstaat men de lading van een glas-staaf MITS deze gewreven is met zijde.

2) Stelling: Er bestaat een SOORTELIJK verschil tussen een eboniet-lading en een glaslading.

Bewijs: door proef.



Concl. 1) Tussen eboniet-electriciteit en glas-electriciteit bestaat een SOORTELIJK verschil.

2) Gelijknamige ladingen stoten elkaar af,
ongelijknamige ladingen trekken elkaar aan.

3) Stelling: Er bestaan SLECHTS twee soorten electriciteit.

Bewijs:

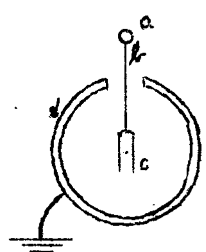
Is X een willekeurige stof met een door wrijving verkregen lading, dan leert de ervaring, dat deze lading:

òf door een eboniet-lading wordt aangetrokken,
MAAR DAN door een glas-lading wordt afgestoten,
òf door een eboniet-lading wordt afgestoten
MAAR DAN door een glas-lading wordt aangetrokken.
Geen enkele lading wordt èn door ebonietelectriciteit èn door glaselectriciteit aangetrokken of door beide afgestoten.

Concl. Er bestaan slechts twee soorten electriciteit n.l. eboniet electriciteit en glaselectriciteit.

Gelijknamige ladingen stoten elkaar af,
Ongelijknamige ladingen trekken elkaar aan.

4) Bij het bestuderen van de electr. verschijnselen zullen we vaak gebruik maken van de z.g. electroscoop.



Het instrument:

a is de knop, van metaal.
b is een metalen staaf.
c zijn de z.g. blaadjes, van metaal.
d is een metalen omhulsel, dat meestal met de aarde verbonden wordt. Dit omhulsel is geïsoleerd van knop, staaf en blaadjes.

De werking: Geeft men de knop a een lading, dan verdeelt deze zich over knop, staaf en blaadjes.
Omdat gelijknamige ladingen elkaar afstoten, vertonen de blaadjes dan een uitslag.

Op de werking van de electroscoop zullen we later zeer uitvoerig terugkomen.

5) Stelling: Gelijke hoeveelheden glas en eboniet electriciteit heffen elkaar op.

Bewijs door proef:
Van twee volkomen gelijke electroscopen wordt de eerste geladen met glaselectriciteit en de tweede met ebonietelectriciteit, zò dat de uitslagen van beide electroscopen even groot zijn.
Verbindt men nu de knoppen door een metaaldraad, die met isolatie materiaal omwikkeld is, dan verliezen beide electroscopen hun uitslag.

6) Glaselectriciteit en ebonietelectriciteit gedragen zich dus als positieve en negatieve grootheden.

Afspraak: Glas-electriciteit heet voortaan positieve ~~electr.~~
Eboniet-electriciteit heet voortaan negatieve electr.

NB. 7) Stelling: Bij wrijving van twee lichamen worden ~~BEIDE lichamen~~ geladen; de verkregen ladingen zijn gelijk van grootte maar tegengesteld van teken.

Bewijs door proef. zie Schw. II blz. 130 bij fig. 160

Conclusie: In alle materie zijn beide soorten electriciteit aanwezig en wel, aangezien normale materie electrisch neutraal is, d.w.z. geen electr. krachtwerking vertoont, in gelijke hoeveelheden.

Par. 3 Geleiders en Isolatoren.

1) Proef: We geven een electroscoop een of andere lading.

a) Raken we de geladen knop aan met een stuk gummi, dat we met de vingers vasthouden, dan verandert de uitslag van de blaadjes niet of nauwelijks.
Gummi laat de electriciteit dus niet door.
Een stof die de electriciteit niet doorlaat noemt men een isolator. b.v. glas, eboniet, lak, porselein, olie, zuiver water, gassen.

b) Raken we de geladen knop aan met een droog houten latje, dan zien we de uitslag geleidelijk afnemen tot nul.
Zo'n stof noemt men een half-geleider.

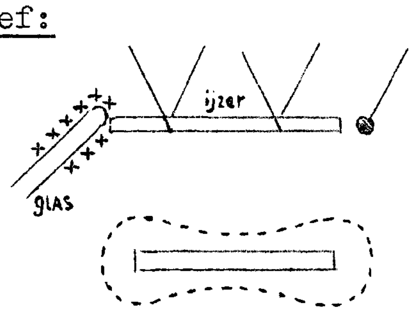
c) Raken we de geladen knop aan met een metalen staafje, dan vallen de blaadjes vrijwel onmiddellijk samen.
Zo'n stof noemt men een geleider.

2) Het is niet altijd gemakkelijk uit te maken tot welke categorie men een stof moet rekenen. ALLE STOFFEN GELEIDEN DE ELECTRICITEIT OP DE DUUR! Geen enkele stof is een volmaakte isolator.
Eigenlijk kan men dus alleen spreken van goede en slechte geleiders.

3) Goede geleiders zijn:
1) alle metalen,
2) oplossingen van zuren basen en zouten,
3) het menselijk en dierlijk lichaam.

4) Wat gebeurt er met de lading, die men aan een geïsoleerd opgestelde geleider toevoert?

Proef:



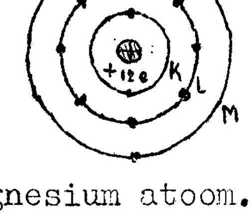
Conclusies:
De lading verdeelt zich over de gehele geleider.
Met behulp van het vlierpitbolletje kan men aantonen, dat het merendeel van de lading gaat zetelen aan de scherpe uiteinden.

Par. 4 Opbouw der materie uit positieve en negatieve electriciteit.

A Elementaire deeltjes.

1) Electron: Een electron is de kleinste portie negatieve electriciteit = − e
Iedere negatieve lading bestaat uit een geheel aantal electronen.
Een electron heeft een binding met de aether, dus massa.
Over de gestalte en de gesteldheid in het inwendige van een electron weet men niets met zekerheid.
Men kan zich een electron het best denken als een centrum van negatieve electrische kracht.

2) Atoom:



magnesium atoom.

I de kern. De kern is een samenklitting van:

1) protonen → stofdeeltjes met massa en + lading.
Massa = 1836 x massa van een electron.
Lading = gelijk en tegengesteld aan de lading van een electron = + 2

2) neutronen → stofdeeltjes ZONDER lading.
Massa = massa van proton.

De kern van een atoom is dus altijd + geladen.
Heeft het beschouwde atoom in het periodiek-systeem het atoomnummer Z dan bevat de kern van dit atoom Z protonen.
De kernlading van dit atoom is dus $+Z.e$

II De sateliet electronen.

Om de atoomkern bewegen zich electronen, zo ongeveer als de planeten zich bewegen rond de zon.
Een atoom heet neutraal als de totale lading van de satelietelectronen gelijk en tegengesteld is aan de lading van de kern. Om de kern van een neutraal atoom met atoomnummer Z bewegen dus Z electronen. Deze satelietelectronen zijn gegroepeerd in z.g. schillen. In de nº schil is plaats voor maximaal $2n^2$ electronen.

	K	L	M	N	O	P	Q
dus:	2,	8,	18,				

Heeft het atoom meer dan 10 satelietelectronen, dan zijn de K en L schil altijd maximaal bezet. De M schil behoeft niet vol te zijn voordat de N schil bezet wordt enz.

Tabel van electronen bezettingen.

		K	L		M			N				O				P			Q
Z		1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d	7s
1	H	1																	
2	He	2																	
7	N	2	2	3															
8	O	2	2	4															
10	Ne	2	2	6															
11	Na	2	2	6	1	-	-												
12	Mg	2	2	6	2	-	-												
13	Al	2	2	6	2	1	-												
18	Ar	2	2	6	2	6	-												
19	K	2	2	6	2	6	-	1											
20	Ca	2	2	6	2	6	-	2											
26	Fe	2	2	6	2	6	6	2											
29	Cu	2	2	6	2	6	10	1											
36	Kr	2	2	6	2	6	10	2	6	-	-								
50	Sn	2	2	6	2	6	10	2	6	10	-	2	2	-	-				
54	Xe	2	2	6	2	6	10	2	6	10	-	2	6	-	-				
80	Hg	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	-	2			
82	Pb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	-	2	2	-	
88	Ra	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	-	2	6	-	2
92	U	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	3	2	6	1	2

De electronen van eenzelfde schil zijn nog verdeeld in onderschillen: s,p,d,f.

Opmerking: a) Daar de som van zijn positieve kernlading en negatieve electronen-ladingen van het neutrale atoom nul is, zal het atoom naar buiten geen krachtswerking uitoefenen op afstanden, die groot zijn in vergelijking met het atoom zelf.
Op afstanden, die van dezelfde orde van grootte zijn als de atoomdiameter, behoeven de electr. krachten van de kern en de electronen elkaar niet geheel te compenseren. (van der Waals krachten!)

b) De electronen uit de buitenste hoofdschil bepalen in hoofdzaak de chemische activiteit van het atoom.

c) Zoals uit de scheikunde bekend is, streven de atomen naar een edelgasconfiguratie. Een neutraal atoom is dus nog geen "tevreden" atoom!

d) Bij metaal atomen zijn de electronen uit de buitenste hoofdschil vrij los aan de rest van het atoom gebonden en worden gemakkelijk aan andere atomen afgestaan. Wanneer b.v. Na (Z = 11) het buitenste electron verliest, houden we een Na^-ion over, bestaande uit een Na-kern (+11e) en 10 electronen (lading-10e). Dit ion is zeer stabiel en gedraagt zich alsof het de lading +e bezit.

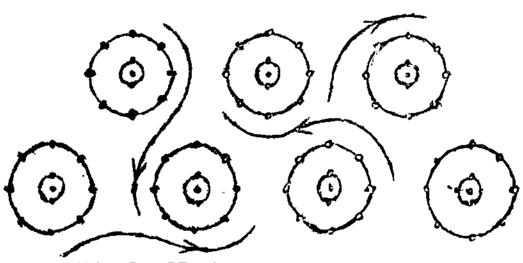
3) Molecule. Atomen kunnen zich verenigen tot grotere atoom-complexen. Zo'n atoom-complex heet een molecule ⟶ zie Scheikunde.

B) Bouw van vaste stoffen.

I Electrolyten: (zuren, basen, zouten) zijn in vaste vorm opgebouwd uit ionen. ⊕ ⊖
b.v. NaCl ⊖ ⊕

II Ijs. De H_2O moleculen zijn dipolen. De H_2O-dipolen trachten zich zo te rangschikken, dat de + zijde van een dipool tegen de - zijde van een andere dipool komt te liggen.

III Metalen. Bij de metalen zijn de afstanden der atoomkernen zo klein, dat de buitenste hoofdschillen elkaar overlappen, zodat de electronen uit de buitenste hoofdschillen zich, telkens van de omgeving van het ene atoom naar die van het andere overgaande, door het gehele lichaam kunnen bewegen.



Stuk Natrium.

Men noemt deze electronen de vrije electronen, de geleidingselectronen of het electronengas.
Bij metalen hebben we dus te doen met:

I de kernen,

II de gebonden satelietelectronen

III de vrije electronen ⟶ electronengas.

Conclusie: Een metaal is een IONENROOSTER bijeengehouden door het electronengas.

IV Alle andere stoffen bestaan uit een molecuul-rooster.

C) Geladen en ongeladen lichamen.

1) Een lichaam heet ongeladen, als in ieder volume element van het inwendige en het opp. van het lichaam de totale positieve lading der kernen in grootte gelijk is aan de totale negatieve lading der electronen.
Een ongeladen lichaam zal naar buiten geen electrische krachts werking uitoefenen op afstanden, die groot zijn in vergelijking met de afmetingen der atomen of moleculen.
Een ongeladen lichaam is dus altijd electrisch neutraal en omgekeerd.

2) Kunnen wij in een ongeladen lichaam de gelijkheid van de totale lading der kernen en de totale lading der electronen verstoren?
Antw: De ladingen der kernen kunnen wij niet veranderen (tenzij dat wij in staat zouden zijn om de gegeven kernen te doen over gaan in kernen van een ander element.)
Verder hebben de atoomkernen in een vaste stof een vaste plaats; ze kunnen alleen trillen om een evenwichtsstand. We kunnen dus niet de atoomkernen in een vast lichaam naar een andere plaats in dat lichaam brengen.
Concl. Aan de totale lading der atoomkernen kunnen wij niets veranderen.
Met de electronen is het echter anders gesteld! Brengt men b.v. een glasstaaf in innig contact met een zijden doek, zò dat de afstand tussen de moleculen van het glas en de moleculen van het zijde klein is in vergelijking met de afmetingen der moleculen, dan zullen de moleculen van het zijde electronen wegkapen

uit de schillen van de glasmoleculen, omdat zijde een grotere aantrekkingskracht op electronen heeft dan glas. Gevolg: het glas krijgt een tekort aan electronen en het zijde een even groot teveel aan electronen.
Van het glas gaat de + kernlading overheersen ⟶ glas wordt + geladen.
Van het zijde gaat de - electronenlading overheersen ⟶ zijde wordt - geladen.
Conclusie: Wij kunnen een verandering brengen in het aantal electronen dat door een lichaam wordt bevat.

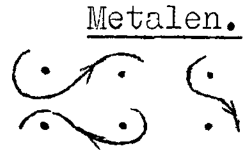
N.B. 3) Wat wil zeggen een lichaam + laden ? ⟶ electr.van dit lichaam afhalen.
Wat wil zeggen een lichaam -laden? ⟶ electr.naar dit lichaam brengen.

Opmerking:
Volgens het spraakgebruik zegt men "dat men een lichaam een positieve lading GEEFT". Hiermee wordt dus niet bedoeld, dat men protonen naar het lichaam brengt, maar wel, dat men electronen van het lichaam afhaalt met het gevolg, dat de positieve lading van de kernen gaat overheersen.

D) Geleiders en isolatoren.

Voorlopig beperken we ons, wat de geleiders betreft, tot de metalen en, wat de isolatoren betreft, tot de vaste stoffen.

Metalen.



1) In de beweging van de vrije electronen (het electronengas) bestaat een "geordende wanorde" Immers: de vrije electronen stoten elkaar af, de + atoom-resten trekken de vrije electronen aan. Het is dus onmogelijk, dat de vrije electr. zich in het inwendige van het metaal ergens kunnen ophopen. De beweging van de vrije electronen moet dus zò geordend zijn, dat ieder volume element in het INWENDIGE van het metaal electrisch neutraal blijft.

2) Wat zal er gebeuren als men aan een ongeladen stuk metaal extra electronen toevoert?

Antw.: Deze extra electronen zullen zich dan voegen bij de vrije electronen. Ze kunnen echter onmogelijk bij elkaar blijven vanwege de onderling afstotende krachten, die niet gecompenseerd worden.
Conclusie: Het teveel aan electronen zal zich verdelen over het hele oppervlak van het stuk metaal.

3) Wat gebeurt er als men aan een stuk metaal electronen onttrekt?

Vaste isolatoren.

1) In het inwendige van een neutrale isolator zijn geen vrije electronen.

2) Wat gebeurt er als men aan een ongeladen isolator extra electronen toevoert?

Antw.: Deze extra electronen zullen door de moleculen worden opgenomen in de buitenste schillen der atomen. Bij een volmaakte isolator zouden de moleculen "onverzadigbaar" zijn.
In werkelijkheid is het aantal electronen, dat een molecule nog kan opnemen beperkt. Pas als de buitenste oppervlaktemolec. verzadigd zijn kunnen de electronen dieper de stof binnen dringen.
Gevolg: Slechte en zeer slechte geleiders.

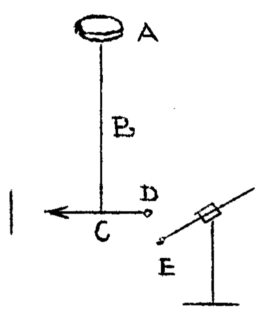
3) Wat gebeurt er als men aan een isolator electronen onttrekt?

Opmerking : 1) Als men zegt, dat een positieve lading zich over het oppervlak van een geleider verdeelt, moet men zichdaarbij dus niet voorstellen, dat er een beweging van atoomkernen plaats heeft, doch dat een plaatselijk ontstaan tekort aan electronen ZICH DOOR DE BEWEGING DER VRIJE ELECTRONEN OVER HET OPPERVLAK VERDEELT.

2) Aan de beweeglijkheid der vrije electronen wordt het ook toegeschreven, dat goede electriciteits-geleiders ook goede warmtegeleiders zijn.

Par. 5 Electrische grootheden.

N.B. 1) Coulomb (Charles Augustin Coulomb 1736 - 1806, maakte de electriciteitsleer tot wetenschap.) heeft met voldoende graad van nauwkeurigheid de krachten gemeten, die twee puntvormige ladingen op elkaar uitoefenen. Instrument: Torsie-balans.



A draaibare torsie-knop.
B torsiedraad.
C wijzer van isolerend materiaal.
D metalen bolletje.
E metalen bolletje; onbeweegbaar; afstand tot D is regelbaar.

Proef:

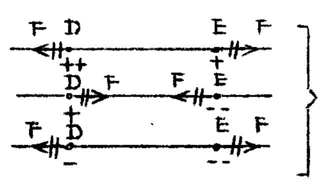
D en E worden geladen.
De stralen van de bolletjes zijn zo klein t.o.v. de afstand DE, dat de bolletjes als "punten" kunnen opgevat worden. De ladingen van de bolletjes kunnen dan beschouwd worden als PUNTLADINGEN. Zijn de ladingen gelijknamig dan stoten D en E elkaar af $\rightarrow$ C gaat in een andere richting wijzen. De torsieknop wordt nu zoveel gedraaid, dat C weer in de oorspronkelijke richting wijst.
Uit $\alpha = cM$ (zie torsie) kan de kracht op D worden berekend.

Resultaat:

I

De electrische krachten, die twee puntladingen op elkaar uitoefenen, zijn gericht langs de verbindingslijn der puntladingen.

II



De electrische krachten, die twee puntladingen op elkaar uitoefenen zijn onderling gelijk.

III

$$\boxed{F = f\,\frac{Q_1 Q_2}{r^2}\ \text{Newton.}}$$

F is de grootte der wederzijdse krachten, die de puntladingen op elkaar uitoefenen.
f is een FACTOR. De getallen waarde van deze factor hangt af van de keuze der eenheden.

Q1 en Q2 zijn de grootten der puntladingen.
r is de afstand der puntladingen, uitgedrukt in meters.

Deze formule staat bekend als de Wet van Coulomb.

2) De EENHEID VAN HOEVEELHEID LADING in het Stelsel van Giorgi is 1 Coulomb.

N.B. | Definitie: Een Coulomb is de lading, die een andere even grote lading op een afstand van 1 meter in het vacuum aantrekt of afstoot met een kracht van 9.10^9 Newton.

De wet van Coulomb luidt dus voor het vacuum:

$$\boxed{F = 9.10^9\,\frac{Q_1\,Q_2}{r^2}\ \text{Newton.}}$$

<u>Opmerking:</u> a) Bij de proef van Coulomb zijn de ladingen niet exact puntvormig. Deze formule is de limiet waartoe de waarnemingen naderen als de stralen van de bolletjes naderen tot nul. <u>Deze formule is dus eigenlijk slechts een hypothese, geldig voor puntvormige ladingen. De toepassing van deze formule heeft echter nooit een resultaat opgeleverd, dat met de experimentele ervaring in strijd was.</u>

b) 1 Coulomb negatieve lading betekent een te veel van $6{,}25.10^{18}$ electronen.
($1\ cm^3$ Na bevat 25.10^{21} vrije electronen!)

c) Hoe komt men aan de getallenwaarde 9.10^9?

<u>Antw:</u> Coulomb had een andere eenheid van lading gekozen n.l. de z.g. <u>electrostatische eenheid van lading = 1 ESE</u>

<u>Definitie:</u> 1 ESE van lading is de lading, die een andere even grote lading op een afstand van 1 cm. in het vacuum aantrekt of afstoot met een kracht van 1 dyne.

Dus: $F = \dfrac{Q_1Q_2}{r^2}$ dyne. (1 Newton = 10^5 dyne)

Door meting heeft men gevonden, dat $1C = 3.10^9$ ESE. Berekenen we nu de kracht, die twee puntladingen van 1 Coulomb op een afstand van 1 meter in het vacuum op elkaar uitoefenen, dan volgt:

$$F = \frac{Q_1Q_2}{r^2} \text{ dyne.}$$

$$F = \frac{3.10^9.3.10^9}{100^2} \text{ dyne} = \frac{9.10^{18}}{10^4} \text{ dyne} = \frac{9.10^{18}}{10^4} \cdot \frac{1}{10^5} \text{ Newton.}$$

$$\text{dus } F = 9.10^9 \text{ Newton.}$$

d) f in de formule van Newton is <u>geen gewoon getal;</u> het is een <u>grootheid</u> met een dimensie.

$$\text{dimensie van } f = \frac{\text{kracht x lengte}^2}{\text{lading}^2} = \frac{\text{Newton.m}^2}{C^2}$$

dus: $\boxed{f = 9{,}10^9\ \dfrac{N.m^2}{C^2}}$

e) In de officiele natuurkunde stelt men $f = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0}$

ε_0 heet dan de diëlectriciteits constante voor het vacuum. Deze grootheid geeft aan in welke mate het vacuum de electrische krachten "doorlaat".
In de officiele natuurkunde luidt de wet van Coulomb dus als volgt:

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\ \frac{Q_1Q_2}{r^2} \text{ Newton.}$$

Sommen: Schw. IV blz. 5 som 1 t/m 5.

$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} = 9.10^9$ $\varepsilon_0 =$

$\mu_0 = \frac{4\pi}{10^7}$ $\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = \frac{1}{3.10^8} = \frac{1}{c}$

$c.\mu_0 =$

Par. 6 Electrisch Veld.

1) Vanaf het ogenblik, dat Heinrich Hertz door proeven bevestigde, dat electrische en magnetische krachten ook in het vacuum tijd nodig hebben om zich in de ruimte uit te breiden, stond het onomstotelijk vast, dat de krachtswerking tussen geladen lichamen NIET tot stand komt krachtens een actio in distans, maar DOOR MIDDEL VAN EEN MEDIUM, de wereld-aether genaamd.
Immers: Stel dat A en B twee geladen geleiders zijn, die zich in het vacuum op enige afstand van elkaar bevinden. Wordt A ontladen, dan blijft de oorspronkelijke coulomb-kracht van A nog enige tijd op B werken. Deze kracht kan dan niet door A in stand gehouden zijn. Er moet dus iets anders zijn, dat deze kracht in stand houdt. Dit andere is de aether.

2) De gang van zaken is dus als volgt: (Schw. IV blz. 6)

I Een electrische lading veroorzaakt een verandering in (de aether van) de ruimte, waardoor (deze aether in) de ruimte eigenschappen krijgt, die deze niet bezit bij afwezigheid van de lading.

II In deze gewijzigde toestand veroorzaakt (de aether in) de ruimte een krachtwerking op een andere lading.

Aldus is de electrische lading de indirecte oorzaak van een electrisch veld.
Definitie: Het electrisch veld van een lading is de ruimte buiten die lading waar zich de electrische kracht doet gevoelen.

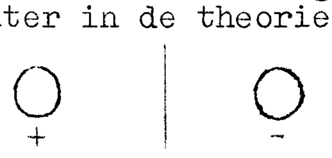
Opmerking: a) Hoewel de aether de drager is zowel van het electr. veld als van het magnetisch veld, IS EEN ELECTRISCH VELD IETS HEEL ANDERS DAN EEN MAGNETISCH VELD: Een magneet ondervindt GEEN invloed van een electrisch veld en een RUSTENDE electrische lading ondervindt GEEN invloed van een magnetisch veld!

b) Men moet aannemen, dat het wezenlijke van een electrisch veld weer bestaat in een heel speciale energietoestand van de aether, die verschilt van de energietoestand bij een magnetisch veld.
Deze speciale electrische energie is weer potentiële energie. Deze potentiële energie wordt kleiner als ongelijknamige ladingen bij elkaar komen. Daarom zal de natuur er naar streven om ongelijknamige ladingen bij elkaar te brengen. Dit streven openbaart zich in een krachtwerking, m.a.w. ongelijknamige ladingen trekken elkaar aan. Als twee ongelijknamige ladingen elkaar naderen wordt de potentiële veldenergie omgezet in kinetische energie van de ladingen.
Beredeneer zelf, dat gelijknamige ladingen elkaar afstoten.

c) Men dient zich dus goed te realiseren, dat alle electrische krachtwerkingen veroorzaakt worden door energiewerkingen van de aether!

3) Dat de electrische lading INDERDAAD een verandering veroorzaakt in de ruimte (aether of electr.medium) buiten die lading, tonen we aan door de proef met paardeharen in wonderolie. Deze proef heeft op dit moment alleen tot doel om ons te overtuigen van het werkelijk bestaan van electrische velden.
De verklaring van het feit, dat de kleine stukjes paardehaar zich richten en de verklaring van het specifieke in deze gerichtheid bij de verschillende velden volgt later in de theorie.

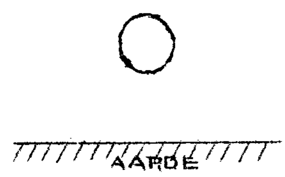
a) Het electrich veld van een geladen bol.



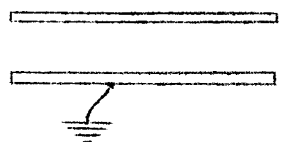
b) Twee even grote gelijknamig en gelijk geladen bollen.

c) Twee even grote gelijk maar tegengesteld geladen bollen.

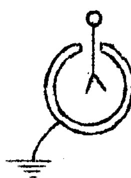
d) Geladen bol in de buurt van de aarde.



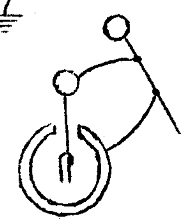
e) Condensator waarvan een der platen geaard is.



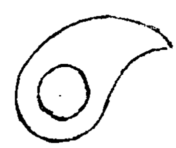
f) Geladen electroscoop waarvan het omhulsel geaard is.



g) Geladen electroscoop waarvan de knop en het omhulsel met elkaar verbonden zijn.



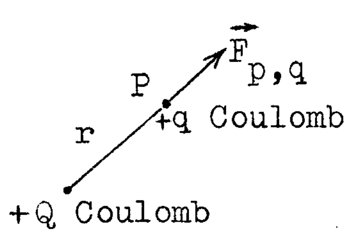
h) Veld van een geladen lichaam met willekeurige vorm



Par. 7 Theoretische beschouwing over electrische velden.

Deel A: Het electrisch veld van een puntlading alleen in het vacuum.

1) De veldkracht op een lading in een punt van het veld.



We beschouwen een puntlading +Q Coulomb, eenzaam in het vacuum. Q wordt dus omgeven door een electrisch veld. In een willekeurig punt P van dit veld brengen we een lading +q Coulomb. We vragen naar de vector (dus grootte en richting) van de Coulomb kracht, die de lading +qC in het punt P ondervindt.

Oplossing:

$\vec{F}_{P,q}$ $\begin{cases} \text{grootte:} & F_{P,q} = 9.10^9 \cdot \frac{Q.q}{r^2} \text{ Newton.} \\ \text{richting:} & \text{In het verlengde van de lijn } Q \rightarrow P \end{cases}$

N.B. Deze Coulombvector $\vec{F}_{P,q}$ noemt men DE VELDKRACHT IN P OP DE LADING qC.

Reflexie op de grootte van $\vec{F}_{P,q}$

Voorbeeld: $Q = \frac{1}{9} \cdot 10^{-9}$ Coulomb.

dan is : $F_{P,q} = \frac{q}{r^2}$ Newton.

De grafiek laat duidelijk zien, dat de grootte van de veldkracht:

1) recht evenredig is met de grootte van de lading q, die in het veld gebracht wordt.

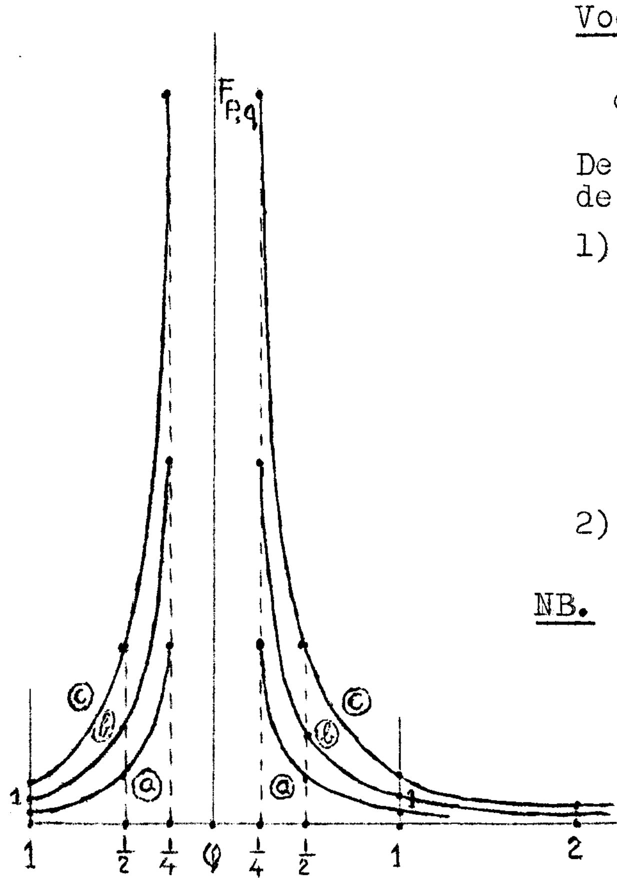
   ⓐ $\longrightarrow q = \frac{1}{2}$ Coulomb.

   ⓑ $\longrightarrow q = 1$ Coulomb.

   ⓒ $\longrightarrow q = 2$ Coulomb.

2) omgekeerd evenredig met het KWADRAAT van de afstand $Q \rightarrow q$.

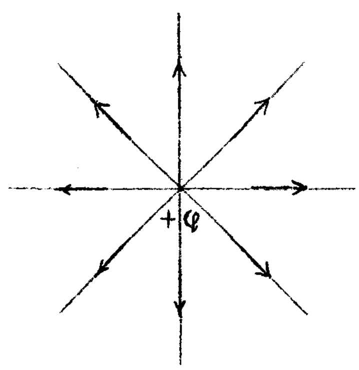
NB. Men kan dus niet spreken van DE veldkracht van Q, maar alleen van de veldkracht IN een bepaald punt OP een bepaalde lading



Reflexie op de richting.

Waar men de lading +qC ook plaatst in het veld van +Q, overal is de veldkracht radiaal van +Q af gericht.

Vraag: Wat valt er over de richting van de veldkracht te zeggen als q een negatieve puntlading is?.



Conclusie: De veldkracht op de lading q in een punt van het veld der puntlading Q is altijd radiaal naar Q toe of radiaal van Q af gericht.

N.B. m.a.w.: EEN PUNTLADING HEEFT EEN RADIAAL ELECTRISCH VELD.

Vraag: Moet hierbij niet verondersteld worden, dat de lading q zeer klein is?

Antw.: De wet van Coulomb maakt geen enkele veronderstelling over de grootten van de puntladingen Q en q. De grootte van de lading q heeft dus GEEN INVLOED op de RICHTING van de veldkracht, die q in het veld van Q ondervindt. De grootte van q doet alleen in zoverre iets ter zake, dat de veldkracht in ieder punt van het veld van Q recht evenredig is met de grootte van q.
De veronderstelling, dat q zeer klein moet zijn, (zie Schw. IV blz. 8) is dus overbodig. De aanwezigheid van de lading q BRENGT GEEN VERANDERING IN HET VELD VAN Q. Maar, omdat q ook een radiaal electrisch veld heeft, komen er nu twee radiale electr. velden op elkaar te liggen, hetgeen van belang is voor een derde puntlading, die ook in het veld van Q gebracht wordt (zie B)

Vraag: Moeten we ons dit radiale veld van een puntlading zò voorstellen, dat deze puntlading omgeven wordt door krachtvectoren, die in de ruimte om de puntlading "op wacht staan" ?

Antw.: Beslist niet! Het electr. veld van een puntlading bestaat hierin, dat de (aether in de) ruimte in een heel speciale potentiële energie-toestand verkeert, Deze energie-toestand veroorzaakt pas een veldkracht ZODRA een andere lading in het veld komt. De grootte en richting van deze veldkracht wordt bepaald door de wet van Coulomb.

2) De VELDSTERKTE in een punt van het veld.

Definitie: Onder de veldsterkte in een punt van het veld verstaat men de VECTORgrootheid, die in grootte en richting gelijk is aan de veldkracht, die op een in dit punt geplaatste POSITIEVE COULOMB werkt.

N.B. I Men kan niet spreken van DE veldsterkte van een puntlading, maar alleen van de veldsterkte IN EEN PUNT van het veld.

II De veldsterkte in een punt is een VECTOR, dus grootte en richting.

III Het is de vector van de veldkracht op één POSITIEVE COULOMB.

$$\boxed{\text{De eenheid van veldsterkte} = 1 \ \frac{\text{Newton}}{\text{Coulomb}} = 1 \ \frac{N}{C}}$$

Definitie: De veldsterkte in een punt van een electrisch veld is 1 $\frac{N}{C}$, als de lading van èèn Coulomb in dat punt een kracht van 1 Newton ondervindt.

De veldsterkte in een punt P wordt aangegeven door $\vec{E}_P$

N.B. Is de veldsterkte in een punt E$\frac{N}{C}$, dan ondervindt een lading van q Coulomb in dat punt een veldkracht:

$$\boxed{F = q \ . \ E \text{ Newton.}}$$

Opmerking:

Grafiek (b) in A_1 gaf de grootte van de VELDSTERKTE op verschillende afstanden van de lading →
$Q = \frac{1}{9} \ . \ 10^{-9}$ Coulomb.
Op 1 meter afstand van $Q = \frac{1}{9} \ . \ 10^{-9}$ C is de grootte van de veldsterkte 1 $\frac{N}{C}$, dus heeft het veld daar de eenheid van veldsterkte.

Grafiek (a) gaf de grootte van de VELDKRACHT in deze punten op de lading $q = \frac{1}{2}$ C en grafiek (c) gaf de veldkracht op q = 2 Coulomb.

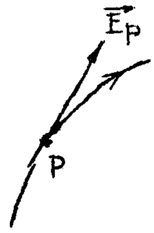
Opgave: a) Hoe groot is de veldsterkte op 4 meter afstand van de puntlading : $Q = \frac{1}{9} \ . \ 10^{-7}$ Coulomb?

b) Hoe groot is de veldkracht, die een puntlading van 5 Coulomb op deze afstand ondervindt?

3) Electrische VELDLIJNEN.

We beschouwen een willekeurig electrisch veld. Theoretisch kan men voor ieder punt van het veld de vector van de veldsterkte bepalen. De proef met de paardeharen in wonderolie bewijst, dat deze veldsterkte vectoren niet wanordelijk door elkaar lopen, maar dat er een continuïteit bestaat in de gerichtheid van deze vectoren: Een denkbeeldige MASSALOZE vrije lading, zou in een electrisch veld een vloeiende lijn beschrijven die in ieder punt raakt aan de veldsterkte vector van dat punt. Zo'n lijn noemt men een VELDLIJN.

N.B. Definitie:



Een electrische veldlijn is een lijn, waarvan de raaklijn in elk punt samenvalt met de richting van de electrische veldsterkte in dat punt.

Aan een electrische veldlijn kent men een RICHTING toe, n.l. de richting waarin een vrije POSITIEVE lading wil bewegen.
Deze richting wordt aangegeven door een pijl in de veldlijn.

Opmerking:
zie blad 19.

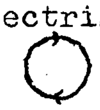
<u>Opmerking:</u> Een vrije positieve lading wil dus altijd bewegen IN de richting van de veldlijnen.
Een vrije NEGATIEVE lading wil altijd bewegen TEGEN de richting van de veldlijnen in.

4) <u>Eigenschappen van electrische veldlijnen.</u>

I <u>De electrische veldlijnen beginnen òf aan het oppervlak van een positieve lading òf in het oneindige en eindigen òf aan het oppervlak van een NEGATIEVE lading òf in het oneindige.</u>

<u>b.v.</u> bij een <u>puntlading:</u>

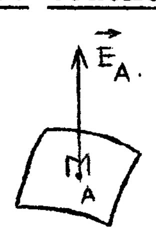
<u>N.B.</u> Deze eigenschap houdt in, dat een electrische veldlijn nooit een gesloten lijn kan vormen.



De <u>magnetische</u> veldlijnen vormen altijd gesloten lijnen!

II <u>Door ieder punt in de ruimte gaat èèn en slechts èèn veldlijn.</u>
Deze eigenschap houdt in, dat de veldsterkte in ieder punt van het veld eenduidig bepaald is. Hieruit volgt ook, dat veldlijnen elkaar nooit kunnen snijden en dat een veldlijn niet tot zichzelf kan terugkeren.

5) <u>Het tekenen van de electrische veldlijnen.</u>



A is een punt van een willekeurig electrisch veld. De veldsterkte in A is $\vec{E}_A$ ($\frac{N}{C}$)

Door ieder punt uit de omgeving van A gaat èèn en slechts èèn electr. veldlijn. Om het verloop van deze veldlijnen in een figuur aan te geven, kan men dus niet alle veldlijnen in tekening brengen.

Met betrekking tot het <u>AANTAL</u> veldlijnen , dat men in de figuur tekent, volgt men in de natuurkunde het volgende procédé:

I Men bepaalt een vlak element, dat door A gaat en zo gebogen is, dat het in ieder punt loodrecht staat op de vector van de veldsterkte in dat punt. (Vanwege de continuïteit van het veld is zo'n vlak element altijd mogelijk)

II Men geeft het oppervlak ΔO van dit vlak element zo'n grootte dat de veldsterkte in ieder punt van dit vlak element dezelfde waarde heeft. (Eventueel is ΔO dus infenitesimaal klein.)

III Men kiest nu, gelijkmatig over ΔO verdeeld, uit de werkelijke veldlijnen, die ΔO (dus $\perp$)$_N$ doorboren, zoveel veldlijnen PER M^2, als E_A (uitgedrukt in $\frac{N}{C}$) bedraagt en tekent deze in de figuur.

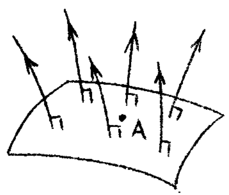
<u>Conclusie:</u> Is de veldsterkte E $\frac{N}{C}$ dan is het aantal <u>getekende veldlijnen,</u> dat ΔO (loodrecht) doorboort gelijk aan:

$$\boxed{N = E \cdot \Delta O}$$

E in $\frac{N}{C}$

ΔO in m^2.

Voorbeeld: Is $E_A = 20000 \frac{N}{C}$ dan moeten er PER M^2 van ΔO 20000 werkelijke veldlijnen worden uitgekozen en in de figuur worden getekend.



Is b.v. $\Delta O = 3\ cm^2 = \frac{3}{10000}\ m^2$, dan moeten in de figuur 6 van de werkelijke, ΔO $\perp$doorborende, veldlijnen worden opgenomen.

Opgave I Wat besluit je uit elk van de volgende gegevens:

a) Door een vlak element van 2 m^2 $\perp$ op het veld, gaan 7 getekende veldlijnen.

b) Door een vlak element $\perp$ op het veld, dat een sterkte heeft van 200 $\frac{N}{C}$, gaan 5 getekende veldlijnen.

c) Een vlak element van 0,01 m^2 staat in ieder punt $\perp$ op een veld dat een sterkte heeft van 8 $\frac{N}{C}$.

Opgave II Q is een puntlading = $+ \frac{1}{9} \cdot 10^{-7}$ Coulomb.
QA = 2 meter.

Gevr.: a) de veldsterkte in A?

b) de vorm van ΔO door A?

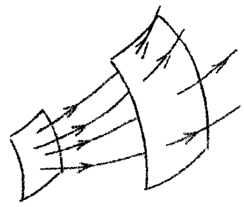
c) het oppervlak van ΔO?

d) Hoeveel van de werkelijke, ΔO doorborende veldlijnen moeten in de figuur worden opgenomen?

e) Zelfde vragen als QA = r meter.

Opmerking: We nemen dus een aantal van de werkelijk bestaande veldlijnen in de figuur op.
Als we in de toekomst over de veldlijnen spreken, zullen we altijd bedoelen de GETEKENDE VELDLIJNEN.

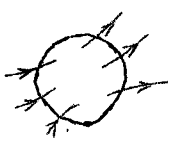
6) Hypothese van Maxwell.



Alle getekende veldlijnen beginnen aan het oppervlak van een +lading (of in het oneindige), lopen door het veld en eindigen aan het opp. van een - lading (of in het oneindige).

Gevolg: a) Het is dus onmogelijk dat het electrische veld van dien aard is, dat een getekende veldlijn ergens in het veld moet ophouden of ergens in het veld moet beginnen.

b)



Neemt men in een electrisch veld een willekeurig gevormd maar gesloten oppervlak, DAT GEEN LADING OMVAT, dan komen alle getekende veldlijnen, die dit oppervlak binnendringen er op een andere plaats ook weer uit.

N.B. 7) Is het electrisch veld getekend volgens het in punt 5) vermelde procédé, dan kan men UIT DE FIGUUR aflezen:

I De richting van de veldsterkte in de verschillende punten van het veld.

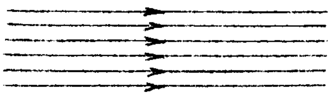
II De grootte van de veldsterkte in een punt van het veld. Deze is dan n.l. gelijk aan HET AANTAL getekende veldlijnen, dat een, aan de afspraak voldoend, oppervlakte-element ΔO PER M^2 doorboort.

III Men kan direct de plaatsen aanwijzen waar het veld sterk en waar het veld zwak is.

veld in B sterker dan in A

veld in A sterker dan in B

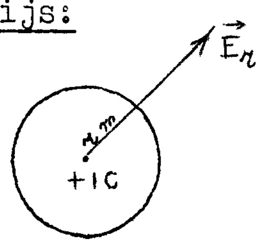
8) Een electrisch veld heet homogeen als de veldsterkte in ieder punt van dat veld dezelfde grootte en dezelfde richting heeft.



De getekende veldlijnen van een homogeen electrisch veld zijn dus evenwijdige rechte lijnen op onderling gelijke afstanden.

N.B. 9) Stelling: Van een puntlading met een positieve lading van èèn Coulomb gaan in het vacuum $4\pi f$ getekende veldlijnen uit.
In een puntlading met een negatieve lading van èèn Coulomb dringen in het vacuum $4\pi f$ getekende veldlijnen binnen.
$f = 9.10^9$

Bewijs:



Om de puntlading +1 C slaan we een bol met straal r meter.
Daar het veld van een puntlading een radiaal veld is, staat het oppervlak van deze bol in ieder punt loodrecht op de veldsterkte in dat punt.

$$E_r = f\,\frac{1}{r^2}\ \frac{N}{C}$$

Het opp. van de bol is $4\pi r^2\ m^2$

Het aantal getekende veldlijnen, dat dit oppervlak (dus $\perp$) door boort is:

$$N = f.\frac{1}{r^2}\ .\ 4\pi r^2 = 4\pi f.$$

Volgens de hypothese van Maxwell zijn deze veldlijnen ontsprongen bij de puntlading.

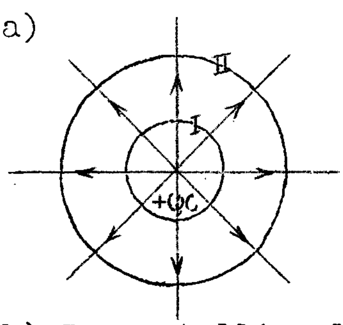
Concl.: I Van de puntlading +1 Coulomb gaan in het vacuum $4\pi f$ getekende veldlijnen uit.

II In de puntlading −1 Coulomb dringen in het vacuum $4\pi f$ getekende veldlijnen binnen.

III Van de puntlading +Q Coulomb gaan in het vacuum $4\pi fQ$ getekende veldlijnen uit.

IV In de puntlading −Q Coulomb dringen in het vacuum $4\pi fQ$ getekende veldlijnen binnen.

Opmerking: a)



Het aantal getekende veldlijnen door de bol opp. I en II hangt niet af van de stralen van deze met de puntlading concentrische bol-oppervlakken.
Men kan dus uit de figuur aflezen, dat de veldsterkte van een puntlading omgekeerd evenredig is met het KWADRAAT van de afstand.

b) Deze stelling legt het verband tussen het TOTAAL AANTAL getekende veldlijnen in een veld en DE GROOTTE VAN DE LADING, DIE DIT VELD VEROORZAAKT.

Daarom is deze stelling een van de belangrijkste stellingen van de electrostatica.

c) Van de puntlading +1 C gaan dus in het vacuum $4\pi f$ getekende veldlijnen uit.

Men stelt $4\pi f = \frac{1}{\varepsilon_0}$

ε_0 heet de diëlectrische constante van het vacuum.

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi f}\ \frac{C^2}{Nm^2}$$

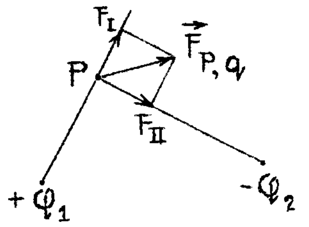
ε_0 is dus een grootheid met een dimensie!

Van een puntlading +Q Coulomb gaan dus in het vacuum $\frac{Q}{\varepsilon_0}$ getekende veldlijnen uit.

Deel B : Het electrisch veld van meerdere puntladingen in het vacuum.

1) Het veld van twee puntladingen.

a)



$+Q_1$ en $-Q_2$ zijn twee puntladingen. In de ruimte om Q_1 en Q_2 heerst dus een electrisch veld.
Bij het onderzoek van dit veld vragen we naar de grootten en richtingen van de veldkrachten die EEN DERDE puntlading in de verschillende punten van de ruimte om Q_1 en Q_2 ondervindt.

Gevraagd: De grootte en richting van de veldkracht, die de punt lading $+q$ in het punt P ondervindt.

Oplossing: De ervaring heeft geleerd, dat deze veldkracht gelijk is aan de VECTORSOM van de Coulombkrachten die $+q$ in P ondervindt van $+Q_1$ en $-Q_2$.

$$\vec{F}_{P,q} = \vec{F}_I + \vec{F}_{II} \begin{cases} \text{grootte berekenen met cosinus-regel.} \\ \\ \text{richting met sinusregel.} \end{cases}$$

Bijzonderheid van de grootte: F_I en F_{II} zijn recht evenredig met de grootte van q.
Dus $F_{P,q}$ is recht evenredig met de grootte van q.

Bijzonderheid van de richting: Omdat F_I en F_{II} recht evenredig zijn met q, is de richting van $F_{P,q}$ ONAFHANKELIJK van de grootte van $+q$.

Onder de VELDSTERKTE in het punt P verstaat men de grootte en richting van de veldkracht die een puntlading van $+1$ Coulomb in P ondervindt $\rightarrow \vec{E}_P$

Conclusie:

$$\vec{F}_{P,q} \begin{cases} \text{grootte: } F_{P,q} = q \times E_P \\ \\ \text{richting: is } q \text{ positief dan is } \vec{F}_{P,q} \text{ gelijk gericht met } \vec{E}_P \\ \text{is } q \text{ negatief dan is } \vec{F}_{P,q} \text{ tegengesteld gericht aan } \vec{E}_P \end{cases}$$

Reflexie: De ervaring leert dus, dat het radiale veld van de ene puntlading werkt alsof het radiale veld van de andere puntlading er niet is. m.a.w. Het resulterende electrische veld van de puntladingen Q_1 en Q_2 is de resultante van het radiale veld van Q_1 en het radiale veld van Q_2.
Indien de veldkracht in P door een actio in distans tot stand kwam, was het bovenstaande zonder meer duidelijk. Maar als men bedenkt, dat de electrische krachtswerkingen tot stand komen via een medium, dan is het niet vanzelfsprekend, dat (de aether in) de ruimte ten gevolge van de ene puntlading werkt alsof de andere puntlading er niet is.

b) Op grond van het bovenstaande kan men in ieder punt van het veld van Q_1 en Q_2 de resulterende veldsterkte bepalen: $\vec{E}_P = \vec{E}_I + \vec{E}_{II}$
Men kan dus ook de veldlijnen construeren. (althans theoretisch)

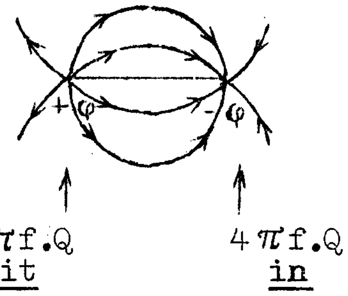
N.B. Vraag: Hoeveel getekende veldlijnen lopen er in het veld van twee puntladingen; waar gaan deze naar toe of waar komen deze van af?

Antw.: Maxwell heeft bewezen, dat ook nu van $+1$ Coulomb $4\pi f$ getekende veldlijnen uitgaan en in -1 Coulomb $4\pi f$ getekende veldlijnen binnendringen.
De loop van deze veldlijnen wordt bepaald door de situatie:

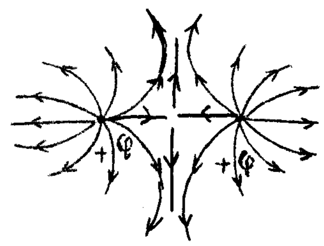
$4\pi f$: wr $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$

$\frac{q}{\varepsilon_0}$ veldlijnen

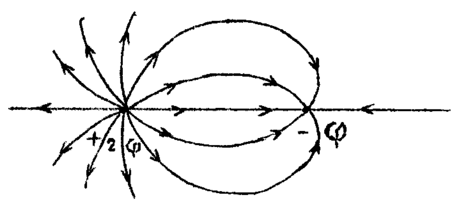
Geval I De puntladingen zijn gelijk maar tegengesteld.



Geval II De puntladingen zijn even groot en hebben hetzelfde teken.



Geval III De puntladingen zijn niet gelijk.



2) Het veld van n puntladingen.

Bevinden zich in een ruimte n puntladingen, dan is het resulterende veld de resultante van n radiale electrische velden.
De veldsterkte in een punt P van deze ruimte is dan de vectorsom van de n Coulombkrachten, die de puntlading van + 1 C in P van de n gegeven puntladingen ondervindt.
De veldkracht, die een lading q in P ondervindt is:

$\vec{F}_{P,q}$ {
- grootte: $F_{P,q} = q \times E_P$
- richting: is q positief, dan is $\vec{F}_{P,q}$ gericht volgens $\vec{E}_P$; is q negatief, dan is $\vec{F}_{P,q}$ tegengesteld gericht aan $\vec{E}_P$

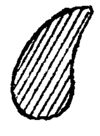
Van iedere + Coulomb gaan $4\pi f$ getekende veldlijnen uit, in iedere - Coulomb dringen $4\pi f$ getekende veldlijnen binnen.

Sommen: Schw. IV blz. 9 som 9 t/m 13.

Deel C: Het electrisch veld van een geladen geleider.

C I: De zetel van de lading bij een geleider en de electrische situatie in het inwendige van een geladen geleider.

1) We beschouwen een willekeurig gevormde geleider. Deze geleider mag zowel massief als hol zijn. Het specifieke van een geleider bestaat, zoals bekend is, hierin, dat de electronen uit de buitenste schillen der atomen vrij zijn en in geoordende wanorde van de ene atoomrest naar de andere gaan. BIJ EEN GELEIDER WORDT IEDER ELECTRISCH GEBEUREN BEPAALD DOOR HET DOEN EN LATEN VAN DE VRIJE ELECTRONEN.


massief


hol

We veronderstellen, dat de geleider electrisch geladen is, d.w.z. de totale + lading van de atoomkernen is niet gelijk aan de totale - lading der gebonden en vrije electronen. De grootte van het teveel of het te kort aan vrije electronen noemt

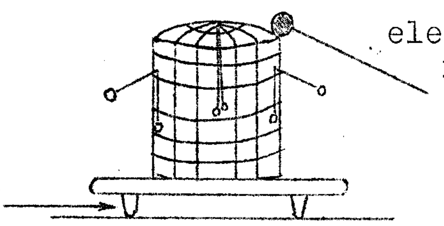
men de lading van de geleider.
We vragen nu naar de zetel van deze lading en naar de electrische situatie in het inwendige van de geleider.

2) Stelling: Bij een geladen geleider bevindt de lading zich aan het BUITEN-OPPERVLAK van de geleider.

N.B. Het inwendige van het materiaal van de geleider is electrisch neutraal. In het inwendige van het materiaal van de geleider en in de eventuele holte is GEEN ELECTRISCH VELD.
m.a.w. In ieder punt binnen het buitenoppervlak van de geleider is $E = 0$

Bewijs door proeven.

a) De kooi van Faraday.



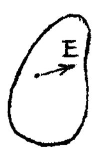
Alleen de vlierpitbolletjes aan het BUITEN-OPPERVLAK van de kooi slaan uit.
Binnen de kooi is geen lading en geen electrisch veld.

b) De proef met paardeharen in wonderolie.
Par. 6, proef h.

Alleen aan het buiten-oppervlak van de geleider bestaat een electr. veld. Het inwendige is VELDLOOS.

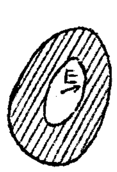
Bewijs door redenering.

a) In ieder punt in het materiaal van de geladen geleider moet de veldsterkte nul zijn.



Immers: Was dit niet het geval, dan zou er in het materiaal van de geleider een electrisch veld bestaan en zouden er in het materiaal veldlijnen verlopen b.v. van links naar rechts. Dan zouden dus op de vrije electronen in het materiaal van de geleider electrische veldkrachten werken. Deze vrije electronen zouden dus in een richting tegengesteld aan de veronderstelde veldlijnen gaan bewegen.
Aan de rechterkant van de geleider zou dus een eb en aan de linker kant een vloed van vrije electronen komen. Daardoor zou in het materiaal van de geleider een tweede electrisch veld worden opgeroepen, dat het veronderstelde electrische veld verzwakt. Deze beweging van het electronengas zou dus zolang doorgaan tot die twee electr. velden elkaar in het materiaal van de geleider opheffen.
Als de evenwichtstoestand is ingetreden moet dus in ieder punt van het materiaal van de geleider de veldsterkte nul zijn.

b) Indien de geladen geleider een holte heeft, moet in ieder punt van deze holte de veldsterkte nul zijn.



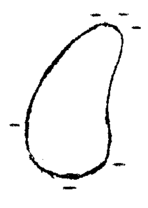
Immers: Zou in de holte de veldsterkte niet nul zijn, dan zouden er in de holte veldlijnen verlopen. Z'n veldlijn zou dan moeten ontspringen in een punt van het binnenoppervlak van de geleider en eindigen in een ander punt van dit binnen-oppervlak.
Welnu: We zullen later bewijzen, dat een veldlijn nooit twee punten van eenzelfde geleider kan verbinden.
Hieruit volgt, dat in de holte geen veldlijnen kunnen verlopen.
m.a.w. In ieder punt van de holte moet $E = 0$.
Bovendien volgt hieruit, dat zich op het binnen-oppervlak van de geleider geen lading kan bevinden. (Ga dit na!)

c) Uit a) en b) volgt, dat de lading van een geladen geleider zich alleen maar kan bevinden op het BUITEN-OPPERVLAK van de geleider.

Conclusie:

Conclusie: Bij een geladen geleider bevindt de lading zich op het BUITEN-OPPERVLAK van de geleider.
In ieder punt binnen het buiten-oppervlak van de geleider is $E = 0$.

2) Reflexie: Geeft men een geleider dus een lading, dan verdeelt deze lading zich over het BUITEN-OPPERVLAK van de geleider. Hoe moeten we ons dat "zich verdelen" voorstellen? Stel, we geven een neutrale geleider één extra electron. De geleider krijgt dus een lading ter grootte van de lading van 1 electron. Een electron is ondeelbaar. Hoe kan deze lading zich nu VERDELEN over het buitenoppervlak van de geleider?



Antwoord: Bij aankomst van dit extra electron wordt het electrisch evenwicht in het inwendige van de geleider verstoord: De afstotende krachten tussen de electronen gaan overheersen ⟶ Er heeft een alzijdig naar buiten gerichte verschuiving van de vrije electronen plaats.
Deze verschuiving gaat zo lang door tot het inwendige van de geleider weer veldloos geworden is. In ieder punt van het buitenoppervlak overheerst nu VOOR DE BUITENWERELD de negatieve electrische werking. Voor de buiten-wereld is het dus ALSOF de lading van het extra electron "is uitgestreken" over het hele buitenoppervlak van de geleider.

Conclusie: Geeft men een geleider een lading, (−, dan electronen toevoeren; +, dan electronen onttrekken), dan heeft er een verschuiving van de electronen van het electronengas plaats, die zolang doorgaat tot het inwendige van de geleider weer veldloos geworden is. Voor de buitenwereld van de geleider is het ALSOF de toegevoerde lading "als een onsamendrukbare vloeistof" wordt verdeeld over het hele buitenoppervlak van de geleider.
Dit bedoelt men, als men zegt, dat de lading zich over het buitenoppervlak van de geleider VERDEELT.

Opmerking: Vóór 1890, toen men nog niet het begrip electron had, dacht men zich de electriciteit als een onsamendrukbare vloeistof, die zich werkelijk over het buitenoppervlak van de geladen geleider verdeelde. Dit gemis aan begrip speelt echter geen rol bij de berekening van de veldkrachten, omdat men daarbij moet doen ALSOF de lading is uitgestreken over het buitenoppervlak. Aldus is het mogelijk geweest, dat de theorie over electrische velden al "klaar" was vóórdat men iets afwist van electronen.

C II: De ladingsverdeling over het oppervlak van de geladen geleider.

1) Geeft men een geleider een lading, dan verdeelt deze lading zich dus over het buitenoppervlak van de geleider. De ervaring leert, dat, zodra zich de nieuwe evenwichtstoestand heeft ingesteld, deze lading IN RUST IS, want alle werkingen, die aan het optreden van een stroom verbonden zijn, blijven dan achterwege. (zie werkingen van de stroom, b.v. warmtewerking.)

2) Het is duidelijk, dat, in de evenwichtstoestand, de lading niet wil lekeurig over het buitenoppervlak verdeeld kan zijn. Deze ladingsverdeling moet zó zijn, dat aan TWEE EISEN wordt voldaan:

I In ieder punt binnen het buitenoppervlak van de geleider moet de veldsterkte nul zijn.

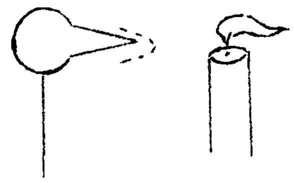
II In ieder punt VAN het buitenoppervlak moet de resulterende Coulombkracht op de lading in dat punt, LOODRECHT staan op het oppervlakte element in dat punt, daar anders de lading langs het buitenoppervlak zou bewegen.

In de hogere natuurkunde wordt bewezen, dat de eisen I en II van elkaar afhankelijk zijn: Als aan I voldaan is, wordt automatisch ook voldaan aan II.
Men realisere zich goed, welk enorm wiskundig probleem de natuur bij deze ladingsverdeling oplost!

3)

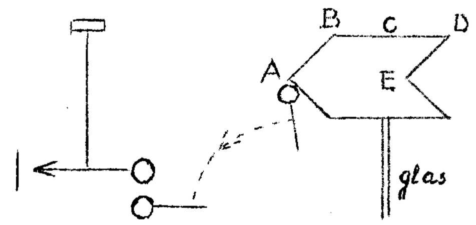
3) Vraag: Bespreek enkele proeven, die iets leren over de ladingsverdeling over het buitenoppervlak van een geleider. Wat leren deze proeven precies?

Antw.: Proef I $\longrightarrow$ Spitswerking.



"Lichthuid" om scherpe punt. De ladings-dichtheid $\left(\frac{\text{Coulomb}}{\text{m}^2}\right)$ is aan de scherpe punt het grootst.

Proef II



We geven geleider ABCDE een lading en zorgen er voor, dat de grootte van deze lading constant blijft. We raken de geleider met een proefbolletje aan in een punt van het oppervlak. Het proefbolletje neemt daarbij lading op. Met een torsie - balans meten we de grootte van deze opgenomen lading.

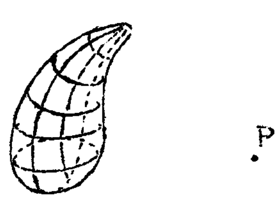
Resultaat: In A neemt het proefbolletje de meeste lading op; in B meer dan in C; in E neemt het proefbolletje GEEN lading op.

Conclusie: De ladings-dichtheid $\left(\frac{\text{Coulomb}}{\text{m}^2}\right)$ aan het buitenoppervlak van een geladen geleider is het grootst op de plaatsen waar het oppervlak het sterkst naar buiten gekromd is. In de oppervlakte-holten bevindt zich GEEN lading.

4) Axioma: Geeft men een geleider een n x zo grote lading, dan wordt de ladingsdichtheid op ieder element van het buiten-oppervlak ook n x zo groot.

C III Het veld buiten een geladen geleider.

1)



We nemen een willekeurig gevormde geleider en geven deze een lading Q Coulomb. Deze lading verdeelt zich zó over het buiten oppervlak van de geleider, dat:

I in ieder punt binnen dit buitenoppervlak $E = 0$.

II in ieder punt van dit buitenoppervlak de resulterende Coulombkracht op de lading in dat punt $\perp$ oppervlak in dat punt.

In de ruimte buiten de geleider heerst nu een electrisch veld. Immers: De oppervlakte lading van de geleider vormt een verzameling van puntladingen, die ieder een Coulombkracht uitoefenen op een puntlading q, die zich bevindt in een punt van de ruimte om de geleider b.v. in P. De resultante van deze Coulomb-krachten op de lading in P is de VELDKRACHT $F_{P,q}$ die de lading in P ondervindt.

2) Alvorens de veldkracht $F_{P,q}$ nader te bepalen, moeten we wijzen op twee moeilijkheden:

a) De lading q, die in het veld van de geleider gebracht wordt, heeft zelf ook een electrisch veld. Dit veld oefent ook electrische krachten uit op de vrije electronen in het inwendige van de geleider. Brengt men dus de lading q naar het punt P, dan wordt het electrisch evenwicht IN DE GELEIDER verstoord, met het gevolg, dat er IN DE GELEIDER een nieuwe verschuiving van de vrije electronen zal plaats hebben, die er voor zal zorgen dat het inwendige van de geleider weer veldloos wordt en de resulterende Coulomb-kracht op ieder ladingselement aan het buiten oppervlak van de geleider weer $\perp$ buiten-oppervlak.

DE LADINGS-VERDELING OVER HET BUITEN OPPERVLAK VAN EEN EENZAME GELEIDER VERANDERT DUS ALS ER EEN ANDERE LADING IN DE BUURT KOMT.

Om $F_{P,q}$ te kunnen berekenen moet men dus precies weten hoe IN DEZE SITUATIE de ladingsverdeling is over het buitenoppervlak van de geleider.

Is de lading q infinitesimaal klein, dan heeft deze (practisch) geen invloed op de ladingsverdeling over het buitenoppervlak van de geleider. Zo'n infinitesimaal kleine lading noemt men ook wel een proeflading.

b) $F_{P,q}$ wordt niet alleen bepaald door de lading van het buitenoppervlak van de geleider DIE VANUIT P "ZICHTBAAR" IS: IEDER LADINGSELEMENT VAN DE OPPERVLAKTE-LADING van de geleider levert zijn bijdrage tot de resulterende veldkracht, die q in het punt P ondervindt.

3) Theoretische bepaling van $F_{P,q}$.

Recept: a) Verdeel het hele oppervlak van de geleider in infinitesimaal kleine mootjes.

b) Maak voor ieder mootje de Coulombkracht op, die in P werkt op q

$$\vec{F}_n = f.\ \frac{Q_n q}{\vec{r}_n^{\,2}} \quad \text{Newton.}$$

c) Bepaal de resultante van al deze Coulombkrachten.

$$\vec{F}_{P,q} = f\ \Sigma\ \frac{\vec{Q}_n q}{r_n^2} = f.q.\ \Sigma\ \frac{\vec{Q}_n}{r_n^2} \quad \text{Newton.}$$

N.B. $\vec{F}_{P,q}$ is een vector!

4) Vraag: Waar hangt $\vec{F}_{P,q}$ van af?

Antw.: a) Van de totale lading Q van de geleider. Is q een proeflading, dan is $\vec{F}_{P,q}$ recht evenredig met Q.

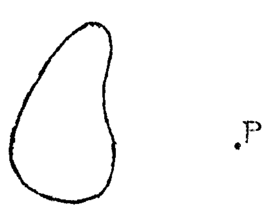
b) Van de plaats van P.

c) Van q. Is q een proeflading, dan is $\vec{F}_{P,q}$ recht evenredig met q.

d) Van de vorm van de geleider.

e) Van de middenstof (zie later)

N.B. 5) De VELDSTERKTE in een punt van het veld van de geladen geleider.



P is een willekeurig punt in het veld van een geladen geleider. De lading Q van de geleider is zo over het buitenoppervlak van de geleider verdeeld, dat aan de bekende voorwaarden is voldaan.

We vragen nu naar de grootte en richting van de resulterende Coulombkracht, die een puntlading van +1 Coulomb in P ZOU ondervinden bij de GEGEVEN verdeling van de lading over het buitenoppervlak van de geleider. We vragen dus naar de VECTOR van de Coulombkracht, die op de in P geplaatste +Coulomb ZOU werken, ALS deze + Coulomb GEEN INVLOED HAD OP DE LADINGSVERDELING over het buitenoppervlak van de geleider. DEZE VECTOR NOEMT MEN DE VELDSTERKTE IN P.

Definitie: Onder de veldsterkte in een punt P van het veld (van een gegeven ladingsverdeling) verstaat men de VECTOR, die in grootte en richting gelijk is aan de resulterende Coulomb kracht, uitgedrukt in Newton, die op de in P geplaatste + Coulomb werkt (bij de gegeven ladingsverdeling)

$$\boxed{\vec{E}_P = f\ \Sigma\ \frac{\vec{Q}_n}{r^2} \quad \frac{N}{C}}$$

6) Het verband tussen de veldSTERKTE in een punt P en de veldKRACHT op een in punt P geplaatste lading q.

$$\vec{F}_{P,q} = f.q\Sigma\frac{\vec{Q}_n}{r^2} \quad \text{Newton.}$$

Is q een proeflading, m.a.w. heeft q geen invloed op de ladingsverdeling op het buitenoppervlak van de geleider, dan is

$$f.\ \Sigma\ \frac{\vec{Q}_n}{r^2} = \vec{E}_P.$$

<u>Conclusie:</u> Heeft de lading q geen invloed op de ladingsverdeling, dan is:

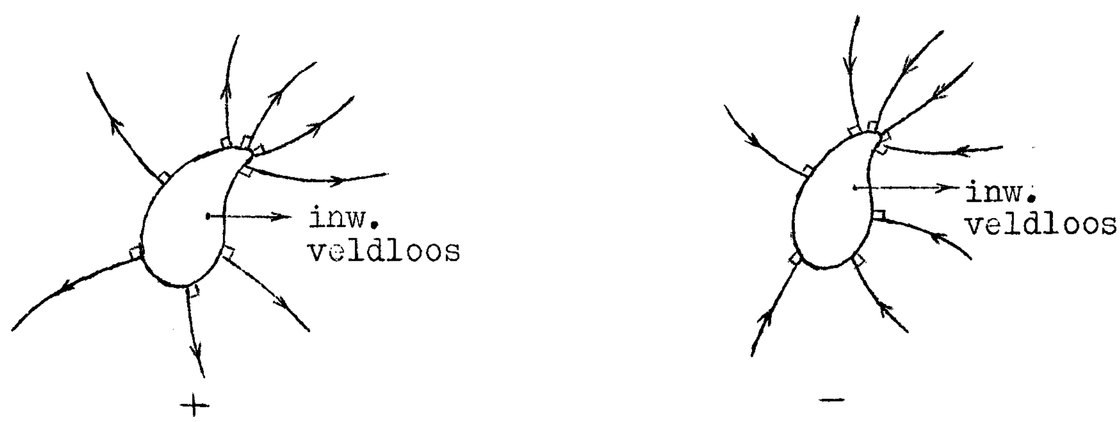
$$\boxed{\vec{F}_{P,q} = q.\vec{E}_P}$$

7) <u>De veldlijnen van een geladen geleider in het vacuum.</u>

a) Een veldlijn is een lijn waarvan de raaklijn in een punt samen - valt met de richting van de <u>VELDSTERKTE</u> in dat punt.
Aan een veldlijn kent men een <u>richting</u> toe n.l. de richting waarin een POSITIEVE PROEFLADING wil bewegen. Pijl!

b) Van een + C gaan $4\pi f$ getekende veldlijnen uit.
In een - C dringen $4\pi f$ getekende veldlijnen binnen.
Bevindt zich dus op een oppervlakte-element een lading + Q_n Coulomb, dan gaan van dit oppervlakte-element $4\pi fQ_n$ getekende veld lijnen uit.
Is de totale lading van de geleider + Q Coulomb, dan gaan in totaal $4\pi fQ$ getekende veldlijnen van deze geleider uit. Is de totale lading van de geleider - Q Coulomb, dan eindigen $4\pi fQ$ getekende veldlijnen op het buitenoppervlak van deze geleider.

c) De veldlijnen ontspringen of eindigen <u>LOODRECHT</u> op het buitenoppervlak van de geleider.



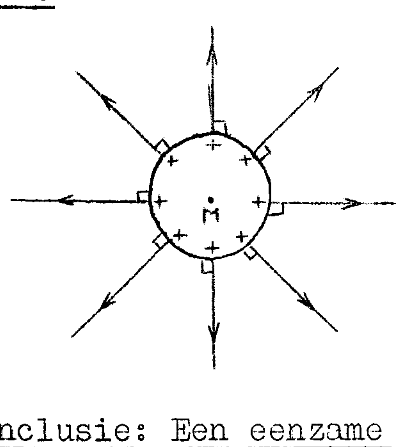
N.B. De veldlijnen moeten loodrecht staan op het buitenoppervlak van de geleider omdat de resulterende Coulombkracht in ieder punt van het buitenoppervlak loodrecht moet staan op het oppervlakte-element door dat punt.

d) <u>In het inwendige van de geleider verlopen geen veldlijnen:</u> het <u>inwendige van de geladen geleider is veldloos.</u>

e) De veldlijnen hebben in het algemeen de vorm van gebogen lijnen.

8) <u>Het electrisch veld van een bolvormige geleider, eenzaam in het vacuum.</u>

a)



<u>Bij een eenzame bolvormige geleider</u> is <u>de lading gelijkmatig over het bolopper</u> vlak verdeeld: <u>de ladingsdichtheid</u> is op het bolopppervlak overal even groot.
Deze gelijkmatige verdeling van de lading heeft tot gevolg:

I dat de veldlijnen RECHTE lijnen zijn, die loodrecht staan op het boloppervlak

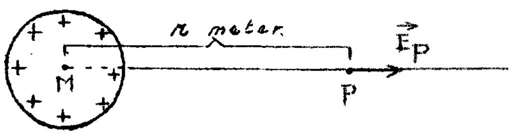
II dat de getekende veldlijnen gelijkmatig over de ruimte buiten de bol verdeeld zijn.

<u>Conclusie:</u> <u>Een eenzame bolvormige geleider heeft een radiaal electrisch veld,</u> waarvan <u>de getekende veldlijnen gelijkmatig over de ruimte</u> buiten de bol verdeeld zijn.

b) Is de lading van de bol + Q Coulomb, dan gaan er dus van het boloppervlak straalsgewijs $4\pi fQ$ getekende veldlijnen uit, waarvan de beginpunten gelijkmatig over het boloppervlak verdeeld zijn.

De meetkundige aanvullingen van deze rechte veldlijnen gaan allen door het middelpunt M van de bol.
Hieruit kunnen we een belangrijke conclusie trekken over de veldsterkte in een punt P dat buiten de bol of op het boloppervlak ligt. Immers: voor de veldsterkte in zo'n punt P maakt het geen verschil als de bol weg was en de lading Q geconcentreerd was in het punt M.
Van deze bijzonderheid maakt men gebruik bij het berekenen van de veldsterkte in zo'n punt P.

N.B. c) Berekening van de veldsterkte in een punt P, dat BUITEN de bol of OP HET BOLOPPERVLAK ligt.



We doen alsof de bol er niet was en de lading Q Coulomb geconcentreerd was in M.
dus:

$$\boxed{\vec{E}_P = f \cdot \frac{Q}{(MP)^2} \quad \frac{N}{C}}$$

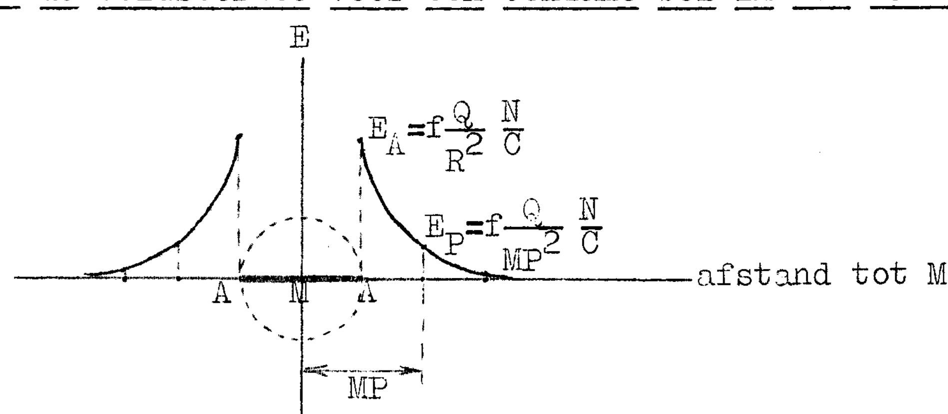
Ligt P OP HET BOLOPPERVLAK dan is:

$$\vec{E}_P = f \; \frac{Q}{R^2} \quad \frac{N}{C}$$

waarbij R de straal van de bol is in meter.

N.B. VOOR IEDER PUNT BINNEN HET BOLOPPERVLAK IS E = 0

d) De grafiek van de veldsterkte voor een eenzame bol in het vacuum.



N.B. In een punt BUITEN de bol is $\vec{E}_P = f \; \frac{Q}{(MP)^2} \quad \frac{N}{C}$

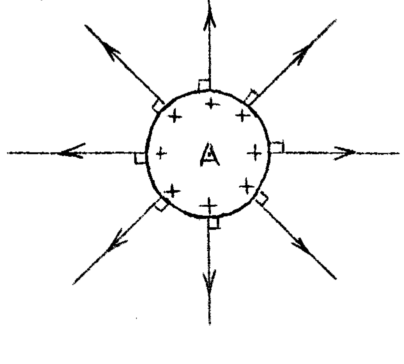
In een punt OP het boloppervlak is $\vec{E}_P = f. \; \frac{Q}{R^2} \quad \frac{N}{C}$

In een punt BINNEN het boloppervl.is E = 0

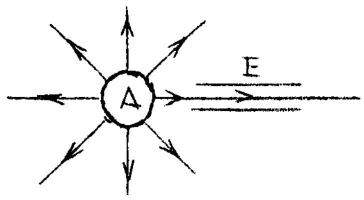
Deel D. Influentie.

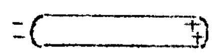
1) Het verschijnsel.

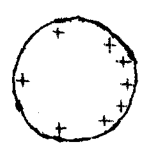
a)



Gegeven: Een bolvormige geleider A eenzaam in het vacuum, lading +Q Coulomb.
Van het oppervlak van de bol gaan dus straalsgewijs $4\pi fQ$ getekende veldlijnen uit, symmetrisch verdeeld over de ruimte buiten de bol.
We brengen nu een neutrale geleider in de buurt van A.
Gevraagd: Welke invloed heeft dit voor de ladingsverdeling op A, voor het electrische veld en voor B?
Antwoord:
A en B zijn geleiders. $\longrightarrow$ In A en B zijn vrije electronen. B was neutraal d.w.z. de totale positieve lading van de atoomkernen in B is gelijk en



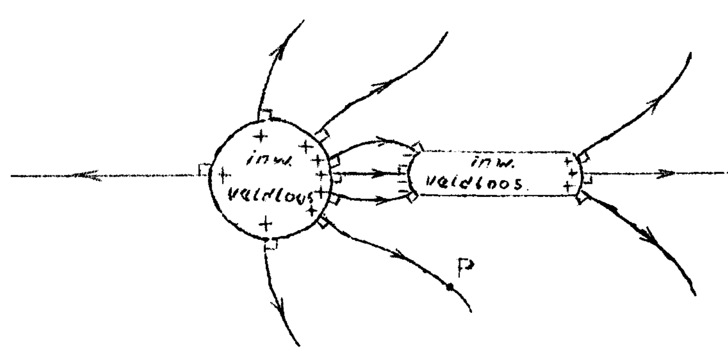




tegengesteld aan de totale negatieve lading van de gebonden en vrije electronen in B.
Komt B in het veld van A, dan zal er aanvankelijk in het inwendige van B een electrisch veld optreden.
Gevolg: Er zal in het inwendige van B een verschuiving der vrije electronen optreden, die er voor zorgt, dat het inwendige van B weer veldloos wordt → De vrije electronen van B verschuiven in hun geheel in de richting van A.
Links van B komt een vloed van electronen, rechts een eb, m.a.w. linkerkant –, rechterkant +.
Daar de linkerkant van B dichter bij A is dan de rechterkant, ondervinden de vrije electronen in het inwendige van A een extra naar links gerichte kracht → verschuiving naar links van de vrije electronen in A, met het gevolg, dat de rechterkant van A sterker + geladen wordt en de linkerkant zwakker.
Dit heeft weer een verschuiving van de vrije electronen in B tot gevolg enz.
A en B oefenen dus een wederkerige werking op elkaar uit. In het begin is er een uitbalanceren. De evenwichtstoestand treedt in als:

I het inwendige van beide geleiders veldloos is
II de veldlijnen loodrecht staan op de oppervlakken van A en B.

In de evenwichtstoestand is de situatie dus als volgt:



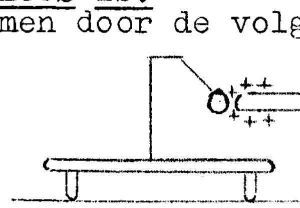
b) Het electrisch veld van A heeft dus een verschuiving der vrije electronen van B veroorzaakt. Daardoor heeft B (die oorspronkelijk neutraal was) een oppervlakte-lading gekregen:

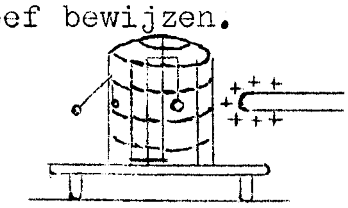
I Aan de ene kant +, aan de andere kant – .
II de algebraïsche som van deze oppervlakte-ladingen is NUL.

Dit verschijnsel heet INFLUENTIE: men zegt, dat B DOOR INFLUENTIE geladen is.
De gelijke en tegengestelde ladingen aan weerskanten van B noemt men INFLUENTIELADINGEN.

Definitie: Influentie is het verschijnsel, dat een geladen lichaam een electronenverschuiving veroorzaakt in een neutrale geleider, met het gevolg, dat deze geleider aan een kant van zijn buitenoppervlak positief en aan de tegenover liggende kant van zijn buitenoppervlak even sterk negatief geladen wordt.

2) Met nadruk wijzen we er op, dat het inwendige van B ook na influentie VELDLOOS is.
Dit kan men door de volgende proef bewijzen.





3) Nadat B door influentie een oppervlakte lading gekregen heeft, zullen A en B elkaar aantrekken.

N.B. Eerst influentie, dan aantrekking.

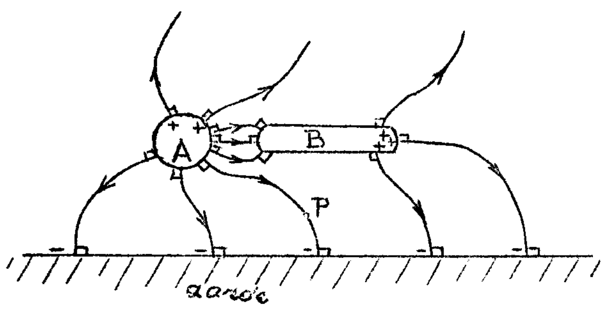
Vraag: Verklaar, dat een vlierpitbolletje door een met kattevel gewreven ebonietstaaf wordt aangetrokken.

4) Het zichtbaar maken van de veldlijnen bij de proef met stukjes paardehaar in wonderolie berust ook op influentie.

5) Opgave: zie figuur aan einde van 1 a.
Definieer de veldsterkte in P. Geef aan hoe deze theoretisch bepaald wordt.

Deel E: Geladen geleiders in de buurt van de aarde en andere geleiders (vacuum)

1)



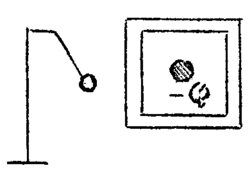
A is een geladen geleider; de neutrale geleider B wordt door influentie geladen; ook de aarde krijgt een influentie-lading.
Heeft A de lading + Q Coulomb, dan gaan van het buitenoppervlak van A $4\pi fQ$ getekende veldlijnen uit. ($4\pi fQ = \frac{Q}{\varepsilon_0}$)

Deze veldlijnen gaan: òf naar het oneindige
òf naar de naburige geleider B
òf naar de aarde.

N.B. Per $4\pi f$ indringende veldlijnen wordt een lading - 1 C. geinfluenceerd.

Opmerking:
a) De op B geinfluenceerde lading is persè kleiner dan de lading van A.
b) Geeft men A een n x zo grote lading, dan wordt de veld - sterkte in ieder punt van het veld n x zo groot. Beredeneer dit.

2) Opgave:

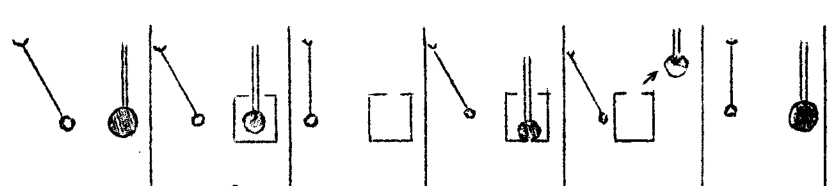


Gegeven: Een holle geleider. In de holte bevindt zich een geladen bol met lading - Q Coulomb.
Gevraagd:
a) Hoeveel lading wordt aan het binnenoppervlak van de geleider geïnfluenceerd.
b) Verklaar, dat het vlierpitbolletje, dat zich buiten de holle geleider bevindt, wordt aangetrokken. Wat zou er gebeuren, als men het vlierpitbolletje van tevoren een negatieve lading gegeven had?

Opmerking: De Stelling, dat de holte van een geleider altijd veldloos is, geldt dus alleen voor het geval, dat zich in deze holte geen ander geladen lichaam bevindt.

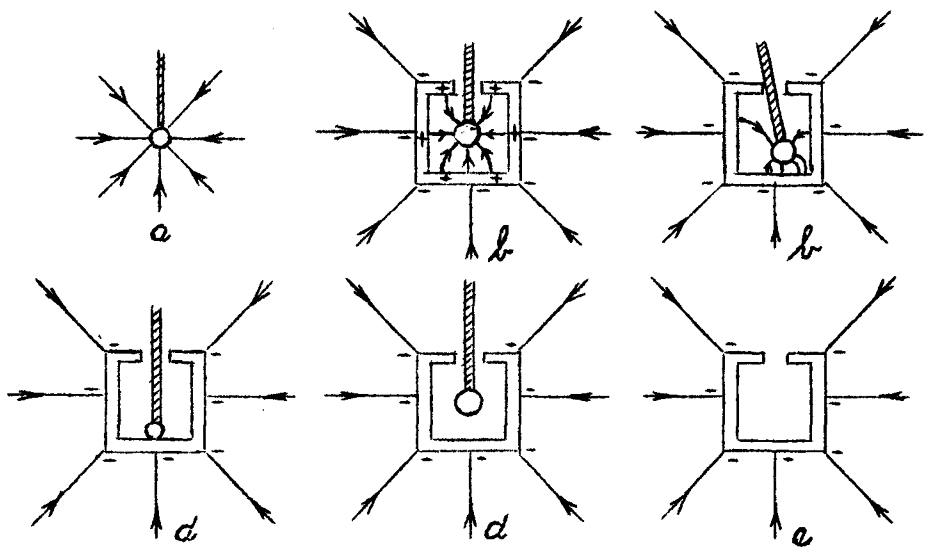
3) De beker-proef van Faraday.

Proef:



a b c d e f

Verklaring.



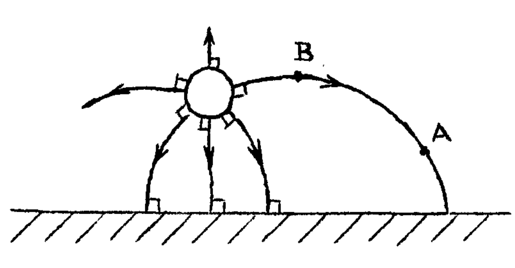
Figuren overgenomen uit "Grimsehl".

Conclusie: I Brengt men een geladen geleider in de holte van een andere geleider, dan worden het binnen en buitenopper - vlak van de holle geleider door influentie geladen. De grootte van de geïnfluenceerde lading is gelijk aan de influencerende lading.

II Brengt men de geladen geleider in contact met het binnenoppervlak, dan zullen de lading van de geleider en de op de binnenwand geïnfluenceerde lading elkaar neutraliseren.
Het buitenoppervlak behoudt de geïnfluenceerde lading. Deze is in grootte en teken gelijk aan de oorspronkelijke lading van de geladen geleider.
Het is dus alsof de lading van de geleider is overgegaan naar het buitenoppervlak van de holle geleider.

N.B. Par. 8) Het begrip POTENTIAALVERSCHIL tussen twee punten van het electrische veld.

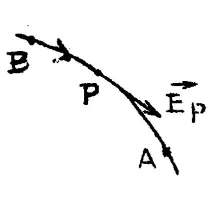
1)



We beschouwen het electrisch veld van een + geladen geleider.
A en B zijn twee punten in het veld. Voorlopig kiezen we A en B op eenzelfde veldlijn.
We nemen nu een infinitesimaal kleine lading + q Coulomb en bewegen deze EENPARIG langs de veldlijn van A naar B.
We nemen q infinitesimaal klein, zodat q geen verandering zal veroorzaken in de ladingsverdeling in de ruimte en dus ook geen verandering in het veld van de gegeven ladingsverdeling.
We bewegen deze lading EENPARIG, omdat we dan alleen maar arbeid behoeven te verrichten VANWEGE DE VELDKRACHT.

Gevraagd a) Hoe groot is de ARBEID, die WIJ bij deze eenparige beweging moeten verrichten?

Oplossing: In ieder punt van de baan AB werkt op + q C een VELDKRACHT $\vec{F}_{P,q}$



$\vec{F}_{P,q}$ {
grootte: $F_{P,q} = qE_P$
richting: raakt in P aan veldlijn en is gericht van B $\longrightarrow$ A.

Willen we de lading + qC EENPARIG van A naar B brengen, dan moeten we in ieder punt van de baan op deze lading een tangentiële kracht uitoefenen, die gelijk en tegengesteld is aan de veldkracht op de

lading in dat punt.
Bij deze beweging moeten wij dus positieve arbeid verrichten. Omdat de veldkracht niet constant is, moeten we deze arbeid berekenen door integreren.

$$\boxed{W = \int_A^B q.E.ds = q\int_A^B Eds \quad \text{Joule.}}$$

Opmerking: α) PER COULOMB is deze arbeid $W_{per\ C} = \int_A^B E\, ds$ Joule.

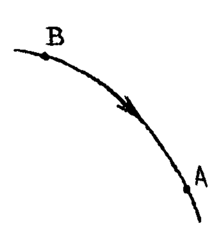
β) Bij deze eenparige beweging moeten we (zie Mechanica) ook een normale kracht op de proeflading q uitoefenen om te zorgen, dat q deze baan volgt. Maar deze normale kracht verricht geen arbeid.

Gevraagd b) De proeflading +qC heeft in B dezelfde snelheid als in A. Toch hebben WIJ bij dit transport arbeid moeten verrichten. Waar is deze energie gebleven?

Antwoord: Houden we de proeflading +qC in B stil en laten we deze daarna los, dan zal deze t.g.v. de veldkracht versneld gaan bewegen. Zorgen we er voor (normale kracht!), dat +qC langs de veldlijn blijft bewegen, dan heeft de proeflading bij het passeren van A een A.v.B., dat (zie wet van Levende Kracht en Arbeid) in grootte gelijk is aan de arbeid, die de veldkracht bij deze beweging van B naar A op de proeflading heeft verricht. Deze arbeid is gelijk aan de arbeid, die wij vanwege de veldkracht hebben moeten verrichten toen we de proeflading eenparig van A naar B brachten.
In het punt B heeft de proeflading dus een ELECTRISCH A.v.P. t.o.v. het punt A, dat gelijk is aan de arbeid, die wij vanwege de veldkracht hebben moeten verrichten om deze proeflading van A naar B te brengen.

Conclusie: De door ons verrichte arbeid wordt dus teruggevonden als ELECTRISCHE POTENTIEELE ENERGIE.

2) IN DE TAAL DER ELECTRICITEITSLEER zegt men nu, dat tussen de punten B en A van het gegeven electrisch veld een POTENTIAAL-VERSCHIL bestaat en dat DE POTENTIAAL in het punt B HOGER is dan in A. Daarmee wil men zeggen:



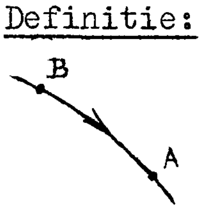
I Dat WIJ positieve arbeid moeten verrichten om een proeflading van +1 C eenparig van A naar B te brengen (dus tegen de veldlijn in !)

II Dat WIJ NEGATIEVE arbeid moeten verrichten om een proeflading van +1 C eenparig van B naar A te brengen.

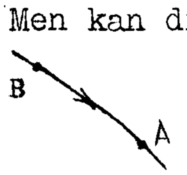
III Dat het electrisch veld positieve arbeid verricht als de proeflading van +1 C van B naar A wordt gebracht.

Opmerking: Met "een proeflading van +1 Coulomb" wordt bedoeld, dat deze arbeid berekend wordt in de veronderstelling, dat deze positieve Coulomblading geen verandering veroorzaakt in de gegeven ladingsverdeling in de ruimte.

N.B. Definitie: Onder HET POTENTIAALVERSCHIL TUSSEN TWEE PUNTEN van een veldlijn IN EEN ELECTRISCH VELD verstaat men de arbeid die WIJ vanwege de veldkracht moeten verrichten om een proeflading van +1 Coulomb van het punt (met de laagste potentiaal) naar het punt (met de hoogste potentiaal) te brengen. (dus tegen de veldlijn in!)



Men kan dit potentiaalverschil ook als volgt definiëren:



Onder het potentiaalverschil tussen twee punten van een veldlijn in een electrisch veld verstaat men de arbeid, DIE DOOR DE VELDKRACHT verricht wordt, als een proeflading van +1 C van het punt met de hoogste potentiaal naar het punt met de laagste potentiaal gebracht wordt. (dus in de richting van de veldlijn)

Opmerking: a) Deze definities zijn identiek, want de gedefinieerde arbeiden zijn altijd even groot.

b) $$\boxed{\text{POTENTIAALVERSCHIL} = \frac{\text{ARBEID}}{\text{PER} + 1 \text{ COULOMB.}}}$$

3) De EENHEID VAN POTENTIAALVERSCHIL is 1 VOLT.

Deze eenheid is genoemd naar de Italiaanse natuurkundige Alessandro Volta. (1745 - 1827, door Napoleon in de adelstand verheven)

Definitie: Tussen twee punten bestaat een potentiaalverschil van +1 Volt, als WIJ vanwege de veldkracht 1 Joule arbeid moeten verrichten, om een proeflading van +1 Coulomb van het punt met de laagste potentiaal naar het punt met de hoogste potentiaal te brengen.

dus:

$$\boxed{1 \text{ VOLT} = 1 \frac{\text{Joule}}{\text{Coulomb}}}$$

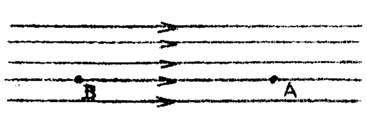
vraag: a) Wat wil zeggen: Tussen twee punten van een veldlijn bestaat een potentiaal-verschil van 5 Volt?

b) Hoeveel arbeid moeten wij dan vanwege de veldkracht verrichten om + 3 Coulomb van het punt met de laagste potentiaal naar het punt met de hoogste potentiaal te brengen?

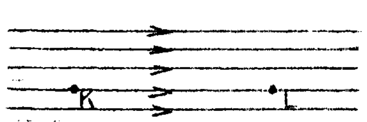
Conclusie: Bestaat tussen twee punten van een veldlijn een potentiaal-verschil van ΔV Volt, dan is de arbeid, die wij vanwege de veldkracht moeten verrichten om een proeflading van + q Coulomb van het punt met de laagste potentiaal naar het punt met de hoogste potentiaal te brengen gelijk aan:

$$\boxed{W_{\text{laag} \rightarrow \text{hoog}} = q \, \Delta V \text{ Joule}}$$

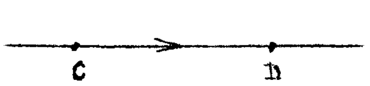
4) Getallen voorbeelden.

a)


Gegeven: Homogeen veld. $E = 80 \frac{N}{C}$
AB = 0,5 meter.
Gevr: ΔV tussen B en A.
Opl.

b)


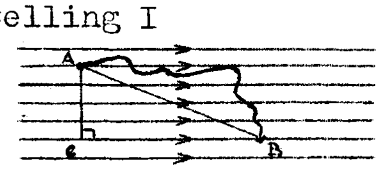
Gegeven: Homogeen veld. $\Delta V_{K \rightarrow L} = 100$ Volt.
KL = 2 meter.
Gevr. E
Opl.

c)


Gegeven: $\Delta V_{C \rightarrow D} = 3$ Volt.
Gevr. Arbeid door de veldkracht bij transport van +8 Coulomb van C→D.
Opl.

Par. 9) Stellingen.

Stelling I



Gegeven: Een homogeen electrisch veld.
Veldsterkte $\vec{E} \frac{N}{C}$
A en B zijn twee willekeurige punten in dit veld, die NIET op eenzelfde veldlijn liggen.

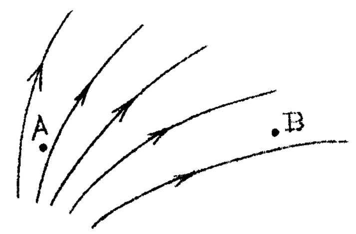
Bewering: De arbeid, die wij vanwege de veldkracht moeten verrichten om een proeflading van +1 Coulomb van B naar A te brengen IS ONAFHANKELIJK van de gekozen baan.

Bewijs: Deze arbeid is gelijk aan de arbeid, die de veldkracht verricht als de proeflading van +1 Coulomb langs de ge-

kozen baan van A naar B wordt gebracht.
Welnu: Bij dit transport is de veldkracht constant in grootte en richting. De arbeid door de veldkracht is dus gelijk aan het product van de kracht en de algebraïsche projectie van de baan op de richting van de kracht.
Dus: Voor iedere vorm van de baan is deze arbeid = E.CB Joule.

Conclusie: De arbeid, die wij vanwege de veldkracht moeten verrichten om +1 C. van B naar A te brengen, hangt niet af van de gekozen baan.

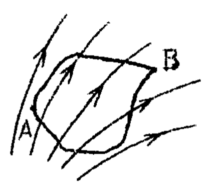
In de hogere wiskunde is het gemakkelijk te bewijzen, dat deze stelling ook geldt voor EEN WILLEKEURIG electrisch veld.



Conclusie: De arbeid, die wij vanwege de veldkracht moeten verrichten om de proeflading +1 C van B naar A te brengen is onafhankelijk van de gekozen baan tussen de punten A en B.

DEZE ARBEID NOEMT MEN HET POTENTIAALVERSCHIL TUSSEN DE PUNTEN A EN B.

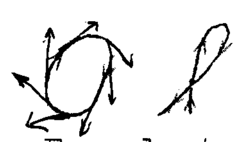
Stelling II.



Brengt men een proeflading langs een of andere baan van B naar A en daarna langs een andere baan naar B terug, dan is de totale arbeid, die door de veldkracht bij deze beweging is verricht, gelijk aan NUL.
Bewijs: de arbeid "heen" is gelijk en tegengesteld aan de arbeid "terug". [illegible]
Conclusie: EEN ELECTRISCH VELD IS ALTIJD EEN CONSERVATIEF KRACHT-VELD.

Stelling III. Een electrische veldlijn kan nooit een gesloten lijn zijn en kan nooit tot zichzelf terugkeren.

Bewijs:



Rondgaande over de gesloten veldlijn zou de totale arbeid niet nul zijn. Hetzelfde geldt voor een eventuele lus in een veldlijn.

Conclusie: Een electrische veldlijn is altijd een ongesloten lijn zonder lussen.

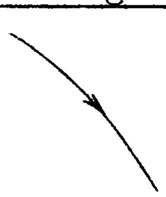
N.B. Magnetische veldlijnen zijn altijd gesloten lijnen!

Stelling IV. Tussen twee punten van een veldlijn bestaat altijd een potentiaal verschil.

Conclusie: Een veldlijn kan nooit twee punten van dezelfde potentiaal verbinden.

Vraag: Waarom kan de potentiaal langs een veldlijn wel een lineaire functie van de baancoördinaat zijn, maar geen functie van de 2e of hogere graad!

Stelling V.



a) Eeen vrije +lading (b.v. H_{ion} in vloeistof) beweegt steeds in de richting van de veldlijnen, dus van hoog potentiaal naar laag potentiaal. Doorloopt een vrije lading +q Coulomb een potentiaalverschil van ΔV volt, dan wint deze vrije lading een A.v.B. van q. ΔV Joule.

b) Een vrije - lading (b.v. een electron in een ontladingsbuis) beweegt steeds tegen de richting van de veldlijnen in, dus van laag potentiaal naar hoog potentiaal. Doorloopt een vrije lading - qC een potentiaalverschil van ΔV volt, dan wint deze vrije lading een A.v.B. van q. ΔV Joule.

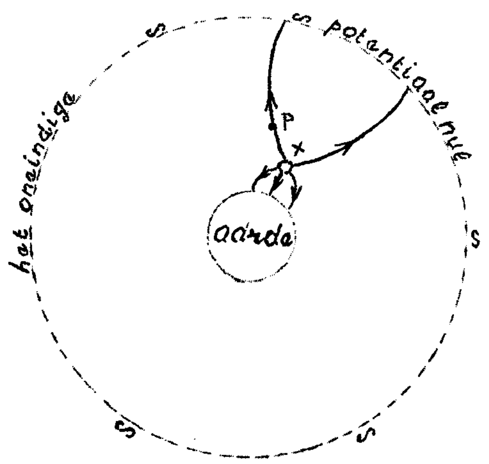
Stelling VI. Gaan er van de geladen geleider A veldlijnen naar de geleider B, dan heeft B een lagere potentiaal dan A.

Par. 10)

Par. 10) De Absolute potentiaal in een punt van een electrisch veld.

A) Het begrip.

Tot nu toe hebben we gesproken van het potentiaal-VERSCHIL tussen twee in het eindige liggende punten van een electrisch veld. Theoretisch strekt het electrische veld van een geladen lichaam zich uit tot in het oneindige. In het oneindige is de veldsterkte dan altijd nul.
We behoeven dus nooit arbeid te verrichten om een lading +1 C van een punt in het oneindige naar een ander punt in het oneindige te brengen, m.a.w.
Een lading in een punt in het oneindige heeft geen electrisch AvP t.o.v. een ander punt in het oneindige.
In de taal der electriciteitsleer zegt men, dat DE potentiaal in het oneindige NUL is.
We vragen nu naar het potentiaal-verschil tussen een punt in het eindige van het electrisch veld en het oneindige. Dit potentiaal verschil noemt men de ABSOLUTE potentiaal in het beschouwde punt.



Definitie: Onder de absolute potentiaal in een punt P van een electrisch veld verstaat men de arbeid, die WIJ vanwege de veldkracht moeten verrichten om de proeflading van +1 C vanuit het oneindige naar het punt P te brengen.

Men kan deze absolute potentiaal ook als volgt definiëren: Onder de absolute potentiaal in een punt P van een electrisch veld verstaat men de arbeid, die DOOR DE VELDKRACHT wordt verricht, als de proeflading +1 C vanuit het punt P naar het oneindige gebracht wordt.

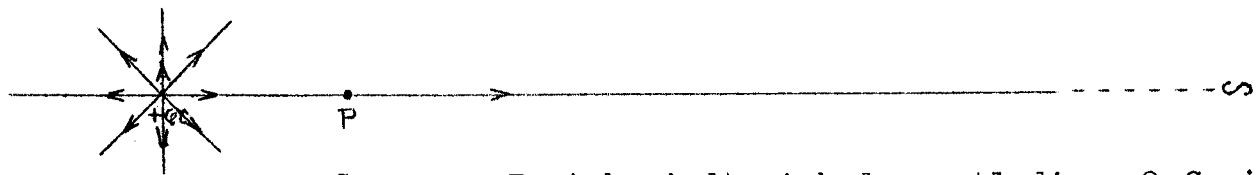
Opmerkingen: a) Deze definities zijn gelijkwaardig.

b) Aan de absolute potentiaal in een punt van het veld komt een TEKEN toe:
+ als de arbeid, die wij bij bovengenoemd transport vanwege de veldkracht moeten verrichten + is.
− als deze arbeid − is.

c) De dimensie van de absolute potentiaal is : VOLT $\left(= \frac{\text{Joule}}{\text{Coulomb}}\right)$

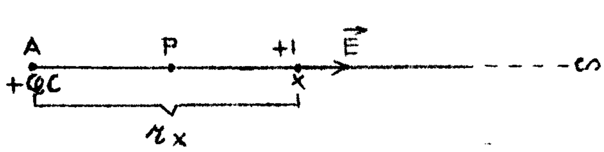
d) P mag ook een punt van het oppervlak of het inwendige van een geleider zijn. We komen hier op terug.

B) De absolute potentiaal in een punt van het veld van een puntlading eenzaam in het vacuum.



Gegeven: In A bevindt zich de puntlading +Q C, eenzaam in het vacuum.
Gevraagd: De absolute potentiaal in P.

Oplossing:



De absolute potentiaal in P is gelijk aan de arbeid, die de veldkracht verricht als de puntlading +1 C vanaf P naar het oneindige gebracht wordt.
We moeten deze arbeid berekenen door integreren.

$$V_P = \int_P^\infty E\,ds = \int_P^\infty f\,\frac{Q}{r^2}dr = f.Q\int_P^\infty \frac{1}{r^2}dr = fQ\int_P^\infty -d\left(\frac{1}{r}\right) = -\,fQ\int_P^\infty d\left(\frac{1}{r}\right) =$$

$$= -fQ\left(\frac{1}{r}\Big/_{P}^{\infty}\right) = -fQ\left(\frac{1}{\infty} - \frac{1}{r_P}\right) = -fQ\left(0 - \frac{1}{r_P}\right) = f\,\frac{Q}{r_P} \text{ Volt.}$$

Conclusie:

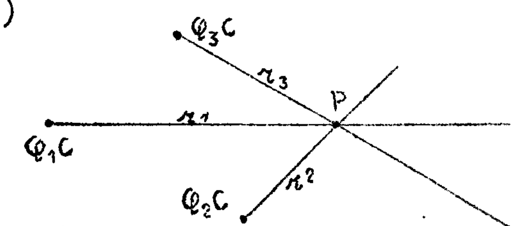
$$\boxed{V_P = f\,\frac{Q}{AP}\text{ Volt}}$$

$f = 9.10^9$
Q in Coulomb
AP in meter.

Opmerkingen: a) De absolute potentiaal in P is r.e. met Q.
b) Is Q + dan V_P + Q − dan V_P − -
c) De absolute potentiaal in P is o.e. met de afstand AP TOT DE EERSTE GRAAD.
d) In alle punten van het oppervlak der bol met A tot middelpunt en AP tot straal heeft de absolute potentiaal dezelfde waarde.
e) Aan de uitkomst kan men niet zien langs welke baan +1 C vanuit P naar het oneindige is gebracht. Dit klopt met de stelling, dat een electrisch veld een conservatief krachtveld is.

C) De absolute potentiaal in een punt van het veld van meerdere puntladingen in het vacuum.

1)



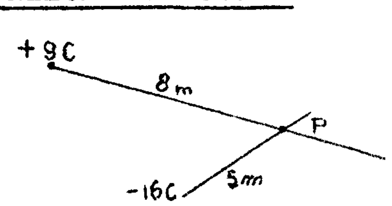
Het resulterende electrische veld van de drie puntladingen Q_1 Q_2 en Q_3 is de superpositie van drie radiale electrische velden. Ieder van deze velden is een conservatief krachtveld d.w.z. voor de arbeid door de veldkracht verricht doet het niets ter zake langs welke baan de puntlading +1 C van P naar het oneindige gaat.

Conclusie:

$$V_P = f\frac{Q_1}{r_1} + f\frac{Q_2}{r_2} + f\frac{Q_3}{r_3} \text{ Volt.}$$

Conclusie: De absolute potentiaal in een punt van het veld van meerdere puntladingen is gelijk aan de algebraïsche som van de absolute potentialen, die in het punt P zouden zijn, als elk van deze puntladingen alleen aanwezig waren

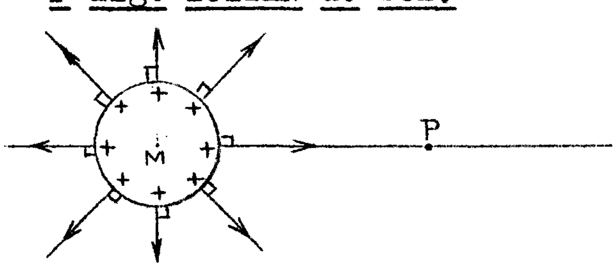
2) Getallenvoorbeeld:



$$V_P = +f\frac{9}{8} - f\frac{16}{5} = -f.\frac{83}{40} \text{ Volt.}$$

D) De absolute potentiaal in een punt van het veld van een geladen BOLvormige geleider alleen in het vacuum.

1) P ligt BUITEN de bol.



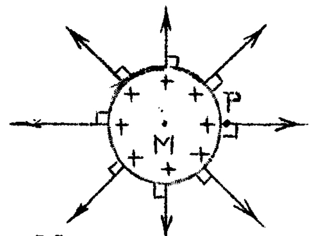
Gegeven: Een eenzame bolvormige geleider alleen in het vacuum Lading +Q Coulomb.
Gevr.: De absolute potentiaal in P.
Oplossing: Voor de veldsterkte in een punt buiten de bol of op het bolopervlak maakt het geen verschil als de bol er niet was en de lading +QC geconcentreerd was in het middelpunt M van de bol.

Dus:

$$\boxed{V_P = f.\frac{Q}{MP}\text{ Volt}}$$

MP is de afstand van P tot het middelpunt van de bol in meter:

2) P ligt OP het boloppervlak.



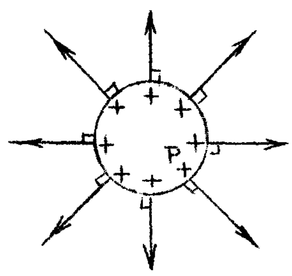
Dezelfde redenering als op blz. 37

$$\boxed{V_{op\ bolopp} = f\,\frac{Q}{R}\ \text{Volt}}$$

R is de straal van de bol in meter.

N.B. In alle punten van het boloppervlak heeft de absolute potentiaal dezelfde waarde.

3) P ligt BINNEN het boloppervlak.



In ieder punt binnen het buitenoppervlak van een geladen geleider is de veldsterkte nul. De arbeid, die wij vanwege de veldkracht moeten verrichten om de proeflading +1 C van uit het oneindige naar P te brengen is dus even groot als de arbeid, die wij vanwege de veld kracht moeten verrichten om de proeflading +1 C vanuit het oneindige naar het bolOPPERVLAK te brengen.

Conclusie: De absolute potentiaal in een punt BINNEN het buitenoppervlak van de bol is gelijk aan de absolute potentiaal in een punt van het bol-OPPERVLAK.

Dus:

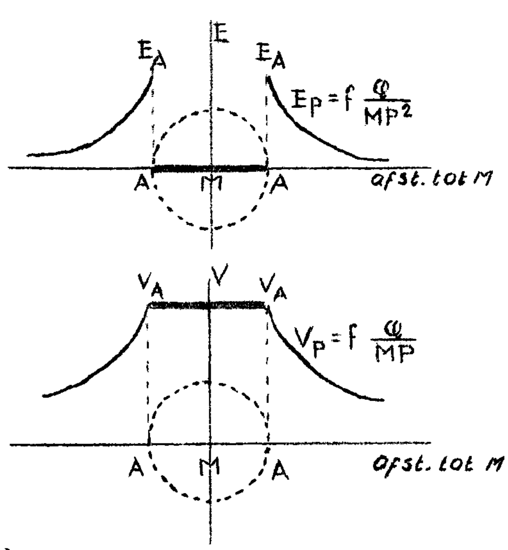
$$\boxed{V_{binnen} = f\,\frac{Q}{R}\ \text{Volt}}$$

R is de straal van de bol in meters.

N.B. HET INWENDIGE VAN DE BOL VORMT MET HET BOLOPPERVLAK EEN AEQUIPOTENTIAALRUIMTE.

4) Reflexie.

a) Twee grafieken.



Veldsterkte:

P binnen bol ... zie hieronder

P buiten bol $\longrightarrow E_P = f\frac{Q}{MP^2}\ \frac{N}{C}$

P OP bolopp. $\longrightarrow E_A = f\,\frac{Q}{R^2}\ \frac{N}{C}$

P binnen bol $\longrightarrow E_P = 0$

Absolute potentiaal:

P buiten bol $\longrightarrow V_P = f\,\frac{Q}{MP}$ Volt

P OP bolopp $\longrightarrow V_P = f\,\frac{Q}{R}$ Volt

P binnen bol $\longrightarrow V_P = V_A = f\,\frac{Q}{R}$ Volt

b) Vergelijk de absolute potentialen van twee bollen met verschillende straal maar gelijke lading.

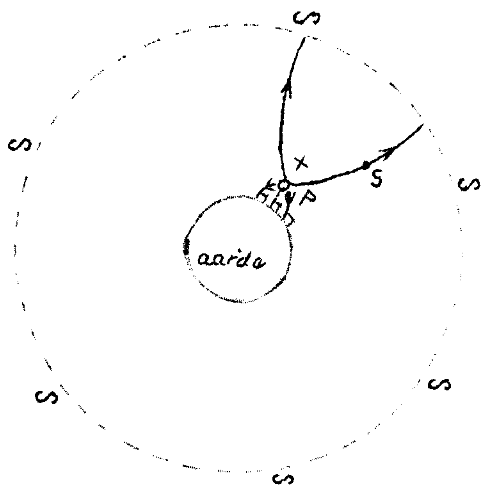
Conclusie: Hoe groter de straal des te lager de absolute potentiaal.

c) Het materiaal van de bolvormige geleider doet niets ter zake.

d) Wat valt er van de absolute potentialen te zeggen als Q negatief is?

Par. 11) De relatieve potentiaal t.o.v. de aarde.

1)



IN DE PRAKTIJK is het meestal vol - doende als men weet hoeveel volt de absolute potentiaal in een punt P van het veld (of een geleider) HOGER OF LAGER is dan de absolute potentiaal van de AARDE in deze situatie.
De absolute potentiaal in P is hoger dan de absolute potentiaal van de aarde als WIJ POSITIEVE arbeid moeten verrichten om een proeflading van +1 C. eenparig vanaf de aarde naar P toe te brengen.
De absolute potentiaal in P is lager dan de absolute potentiaal van de aarde als WIJ NEGATIEVE arbeid moeten verrichten om de proeflading +1 C eenparig vanaf de aarde naar P te brengen.

Welke waarde de absolute potentiaal van de aarde zelf in deze si tuatie heeft, doet dus niets ter zake, het gaat nu alleen om de arbeid die wij PER COULOMB moeten verrichten om een POSITIEVE proeflading eenparig VANAF de aarde NAAR het punt P te brengen.
De algebraïsche waarde van deze arbeid noemt men de (relatieve) potentiaal van P (t.o.v. de aarde.)

N.B.

Definitie: Onder de (relatieve) potentiaal in een punt P van het veld (of een geleider) verstaat men de arbeid, die WIJ vanwege de veldkracht moeten verrichten om een proeflading van +1 Coulomb (eenparig) vanaf de aarde naar dat punt P te brengen.
of:
Definitie: Onder de (relatieve) potentiaal in een punt P van het veld (of een geleider) verstaat men de arbeid, DIE DOOR DE VELDKRACHT verricht wordt als een proeflading van +1 C VANUIT P NAAR de aarde wordt gebracht.

Opmerking: a) Deze definities zijn gelijkwaardig.

b) Daar een electrisch veld altijd een conservatief krachtveld is mogen we voor het bepalen van de absolute potentiaal van P iedere willekeurige weg vanuit het ∞ naar P volgen.
Welnu: Gaan we met de proeflading +1 C vanaf ∞ eerst naar de aarde en dan naar P, dan volgt:

$$V_P^{abs} = V_{aarde}^{abs} + V_{P\ \text{t.o.v. Aarde}}^{rel}$$

dus:

$$V_{P\ \text{t.o.v.aarde}}^{rel} = V_P^{abs} - V_{aarde}^{abs}$$

c) De relatieve potentiaal kan dus + maar ook - zijn. In bovenstaande figuur ziet men direct, dat de relatieve potentiaal in het punt P + is, want bij de beweging van de aarde naar P toe gaat men tegen het veld in.
Welk teken de relatieve potentiaal in het punt S heeft, kan men uit de figuur niet aflezen: hoewel de absolute potentiaal in S + is, zou het mogelijk kunnen zijn, dat de relatieve potentiaal in S negatief was.

d) We hebben de term relatieve potentiaal ingevoerd om de potentiaal t.o.v. de aarde gemakkelijk te kunnen aanduiden.
In de natuurkunde spreekt men meestal alleen maar over "de potentiaal" waarbij uit het verband moet afgeleid worden of men de absolute potentiaal of de relatieve potentiaal bedoelt.

N.B. 2) Stelling: De relatieve potentiaal van de aarde zelf is altijd en onder alle omstandigheden gelijk aan nul.

Bewijs: De aarde (bol, zie ook par. 12) vormt met haar oppervlak altijd een equipotentiaal-ruimte. Daar ieder electrisch veld een conservatief krachtveld is, IS DE ARBEID DIE WIJ MOETEN VERRICHTEN OM EEN PROEFLADING EENPARIG VANAF DE AARDE NAAR (een ander punt van) DE AARDE TE BRENGEN ALTIJD NUL.

Conclusie: De relatieve potentiaal van de aarde is dus altijd en onder alle omstandigheden NUL.

$$\boxed{V^{rel.}_{aarde} = 0}$$

Par. 12) Equipotentiaal-oppervlakken.

1) Opgave: Gegeven een bolvormige geleider eenzaam in het vacuum. $R = 0{,}5$ meter. De lading van de bol is $+10^{-9}$ C.
Gebr.: De m.p. van de punten waar de potentiaal 1 Volt is; 0,1 Volt.
Opl.: De m.p. zijn boloppervlakken concentrisch met de gegeven bol met stralen resp. ....

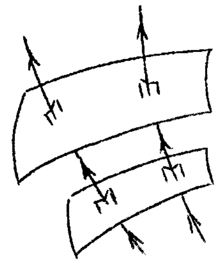
N.B. Deze meetkundige plaatsen zijn gesloten oppervlakken. Zo'n oppervlak heet een equipotentiaal oppervlak.

2) Definitie: Een equipotentiaal-oppervlak is de meetkundige plaats van de punten waarin de potentiaal dezelfde waarde heeft.

Opmerking: Met "de potentiaal" kan men hier zowel de absolute- als de relatieve potentiaal bedoelen. Want twee punten met dezelfde absolute potentiaal hebben ook dezelfde relatieve potentiaal en omgekeerd.
De waarde van de absolute potentiaal is dan echter niet gelijk aan de waarde van de relatieve potentiaal.

3) Stellingen:

I De electrische veldlijnen doorboren de equipotentiaal-oppervlakken LOODRECHT.



Bewijs:
Was dit niet het geval, dan zou de veldsterkte in een punt van het equipotentiaal-oppervlak een tangentiële component langs dit oppervlak hebben.
Dan zou er dus tussen twee punten van dit equipotentiaal-oppervlak een potentiaalverschil bestaan, hetgeen onmogelijk is.

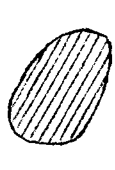
II Als de veldlijnen een oppervlak loodrecht doorboren, dan is dat oppervlak een equipotentiaal-oppervlak.

III Het buitenoppervlak van een geladen geleider vormt altijd en onder alle omstandigheden een equipotentiaal-oppervlak.

Bewijs: Omdat de lading op het buitenoppervlak in rust is, moet de veldsterkte in ieder punt van het buitenoppervlak loodrecht staan op het buitenoppervlak. (Ook bij influentie!)
Het buitenoppervlak van een door electronen-tekort of electronen-overschot ôf door influentie geladen geleider is dus altijd een equipotentiaal oppervlak.

IV Het inwendige van het materiaal van een geladen geleider (massief of hol) vormt altijd en onder alle omstandigheden met het buiten en eventueel binnenoppervlak een equipotentiaal RUIMTE.

Bewijs: a) Als de geleider massief is.



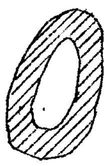
Bewijs: In ieder punt van het inwendige van de massieve geleider is $E = 0$. Tussen twee punten van het inwendige bestaat dus GEEN potentiaalVERSCHIL. Vanwege de rusttoestand kan er ook geen potentiaalverschil bestaan tussen een punt van het inwendige en het oppervlak.

Conclusie: blz. 41.

Conclusie: Ieder punt van het inwendige van de massieve geleider heeft dezelfde potentiaal als de punten van het oppervlak.

b) Als de geleider hol is, maar zich in de holte geen geladen lio chaam bevindt.

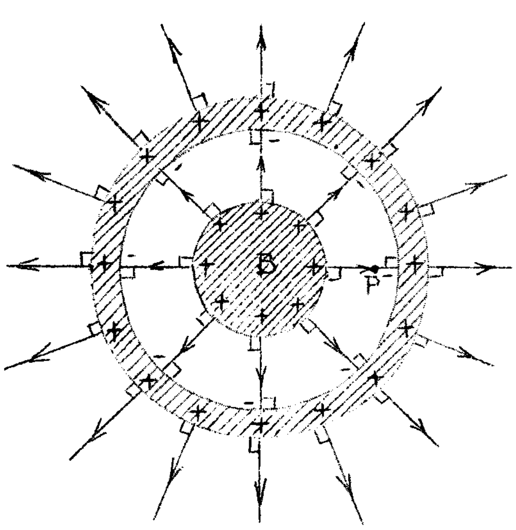
Bewijs: Vanwege de rusttoestand, moet het binnenoppervlak een equipotentiaal oppervlak zijn, met dezelfde potentiaal als de punten van het materiaal inwendige en de punten van het buitenoppervlak.



Omdat het binnenoppervlak een equipotentiaal oppervlak is, kunnen er in de holte geen veldlijnen lopen van een punt van het binnenoppervlak naar een ander punt van dit binnenoppervlak, want tussen twee punten van een veldlijn bestaat altijd een potentiaal-verschil.
Hieruit volgt, dat zich op het binnenopporvlak geen lading kan bevinden en dat in ieder punt van de holte $E=0$.

Conclusie: Bevindt zich in de holte van een geladen geleider geen ander geladen lichaam, dan heeft ieder punt binnen het buitenoppervlak van de geleider DEZELFDE POTENTI' AAL ALS DE PUNTEN VAN HET BUITENOPPERVLAK.

c) Als de geleider hol is en zich in de holte een andere geladen geleider bevindt.



Gegeven: In de holte van een geladen geleider A (lading $+Q_AC$) bevindt zich een geladen geleider B (lading $+Q_BC$)

Te bew.: De punten van het materiaal van A vormen met het binnen en buitenoppervlak van A een aequipotentiaal ruimte.

Bewijs: Op het binnenoppervlak van A wordt de lading $-Q_B$ geïnfluenceerd. Het buitenoppervlak van A krijgt nu de totale lading $+Q_A+Q_BC$.
Daar deze ladingen in rust zijn, zullen het buiten en binnenopper - vlak van A equipotentiaaloppervlak ken zijn en zal in ieder punt van het materiaal van A $E = 0$

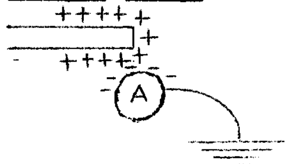
Conclusie: Ieder punt van het binnenoppervlak van A, van het materiaal van A en van het buitenoppervlak van A heeft dezelfde potentiaal, n.l. de potentiaal van hetbuitenoppervlak van A.

Opmerkingen 1) De ruimte binnen het binnenoppervlak van A is nu GEEN equipotentiaal-ruimte.
Gevraagd: Bereken V_p. Antw.: $V_p = f\,\frac{Q_A}{R_A} + f\,\frac{Q_B}{MP}$

2) Met nadruk wijzen we er nogmaals op, dat stelling IV ook geldt in het geval van influentie. (zie dict. blz. 30) Ieder punt van het oppervlak en het inwendige van B (blz.30) heeft dezelfde poten tiaal, ondanks het feit, dat de linkerkant van B negatief en de rechterkant positief geladen is!
N.B. Het begrip "negatief geladen" mag dus niet vereenzelvigd worden met het begrip "negatieve potentiaal".

V Met elkaar verbonden geleiders (van dezelfde stof) vormen één equipotentiaal oppervlak. Zijn de geleiders massief dan vormen ze ook één equipotentiaalruimte.

VI Geleiders met de aarde verbonden, hebben de relatieve poten - tiaal NUL.

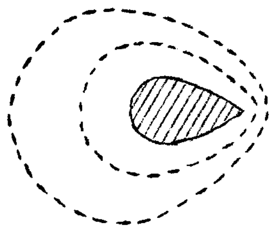


N.B.: Op A is een negatieve lading geïnfluenceerd.
Toch heeft A de relatieve potentiaal NUL.

VII <u>Ieder equipotentiaal oppervlak is een gesloten oppervlak, dat de geladen geleider omhult.</u>

VIII Het potentiaalverschil tussen twee willekeurige punten in een electrisch veld = het potentiaalverschil tussen de equipoten - tiaal-oppervlakken door die punten.

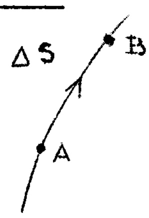
IX



Beschouw twee equipotentiaal oppervlakken in het veld van een geleider.
Op de plaatsen waar het veld sterk is, is de afstand tussen deze equipotentiaal oppervlakken klein; op plaatsen waar het veld zwak is, is de afstand groot.

X Probleem: Welk verband bestaat er tussen de veldsterkte in een punt van het veld en de potentiaal in dit punt?

<u>Gegeven:</u>



A en B zijn twee punten van een veldlijn. De potentiaal in A is hoger dan de potentiaal in B.
ΔS is de verplaatsing langs de veldlijn in de richting van de veldlijn.

<u>Gevraagd:</u> a) het differentie-quotiënt $\frac{\Delta V}{\Delta S}$

b) $\lim\limits_{\Delta S \to 0} \frac{\Delta V}{\Delta S}$

<u>Oplossing:</u> a) $\frac{\Delta V}{\Delta S} = \frac{V_{einde} - V_{begin}}{\Delta S} = \frac{V_B - V_A}{\Delta S} = - \frac{V_A - V_B}{\Delta S}$

b) Wordt ΔS infinitesimaal klein, dan wordt:
$V_A - V_B = E \Delta S$

dus: $\lim\limits_{\Delta S \to 0} \frac{\Delta V}{\Delta S} = - \lim\limits_{\Delta S \to 0} \frac{V_A - V_B}{\Delta S} = - \lim\limits_{\Delta S \to 0} \frac{E \Delta S}{\Delta S} = - E$

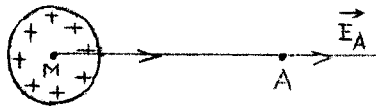
dus: $\frac{dV}{dS} = - E$ of $\boxed{E = - \frac{dV}{dS}}$

<u>Conclusie:</u> Men vindt de veldsterkte in een punt van het veld door de potentiaalfunctie te differentiëren naar de weg langs de veldlijn door dat punt. Differentieert men in de richting van de veldlijn, dan is:

$$\boxed{E = - \frac{dV}{dS}} \quad \frac{N}{C}$$

<u>Contrôle:</u>

Bolvormige geleider eenzaam in het vacuum.
Lading Q Coulomb.



$V_A = f \frac{Q}{MA}$ Volt.

$\frac{dV}{dS} = - f \frac{Q}{MA^2}$

$E_A = - \frac{dV}{dS} = f \frac{Q}{MA^2} \quad \frac{N}{C}$ Klopt!

4) <u>Voorbeelden van equipotentiaal-oppervlakken.</u>

I Gegeven: Een geladen bolvormige geleider alleen in het vacuum.
Bewijs, dat de grafiek van V als functie van MP een deel van een hyperbool is.
Construeer in deze grafiek de stralen der equipotentiaal opp. waarvoor V = a, 2a, 3a, 4a.....(grens!) Volt is.

II zie blz. 43

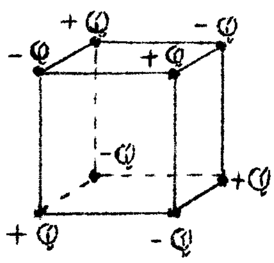
II

Gegeven: In A puntlading + QC, in B puntlading - QC

a) Bewijs, dat het middelloodvlak van AB een equipotentiaal-oppervlak is met Vabs = 0

b) Bewijs, dat ieder punt rechts van dit middelloodvlak een negatieve absolute potentiaal heeft.

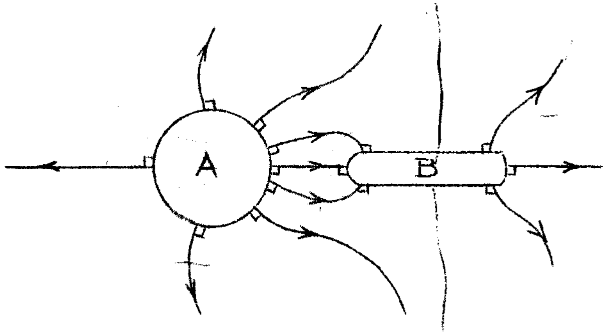
III



Gevr: De verzameling van punten waar Vabs = 0

N.B. IV Voorbeeld met influentie.

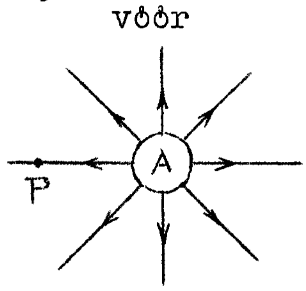
In het veld van een geladen bolvormige geleider A, eenzaam in het vacuum, brengen we een neutrale geleider B.



a) Schets enige equipotentiaaloppervlakken. Let op de hoeken met de veldlijnen!
b) let op de afstand tussen twee equipotentiaalopp.
c) $V_P - V_Q =$
d) $V_P - V_Q = V_{P1} - V_{Q1}$
e) Let op het equipotentiaal opp. van B.
N.B. B is een equipotentiaal ruimte, ondanks de influentie!
$V_B = V_T = V_S$
f) B heeft een lagere potentiaal dan A.
g) Ga met + 1 C van ∞ over B naar A en ook van links uit ∞ naar A. Moet er in beide gevallen dezelfde arbeid verricht worden?
h) A had vóór het inbrengen van B een bepaalde absolute potentiaal.
Bewijs, dat de absolute potentiaal van A na het inbrengen van B LAGER geworden is.

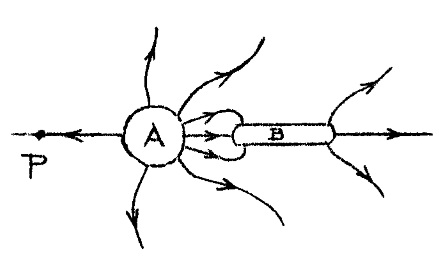
Bewijs:

vóór



Ga met proeflading + 1 C van ∞ over P naar A.
$V_A^{abs} = f \frac{Q}{R}$ Volt

nă



Ga met proeflading + 1 C van ∞ over P naar A. In ieder punt van deze baan is de veldsterkte kleiner dan in geval vóór. Dus: $V_A^{abs} < f \frac{Q}{R}$ Volt.

<u>Conclusie:</u> Brengt men een neutrale geleider in de buurt van een andere geladen geleider, dan heeft er influentie plaats waardoor de geladen geleider een LAGERE potentiaal krijgt.

Par. 13 <u>Door welke grootheden wordt de potentiaal van een geladen geleider bepaald?</u>

<u>Antw.:</u> I <u>Door de lading.</u>
Geeft men een eenzame geleider een n x zo grote lading, dan wordt de oppervlaktelading in ieder punt van het buitenoppervlak n x zo groot, ↘ dan wordt de potentiaal van de geleider n x zo groot. ↘ dan wordt de veldsterkte in ieder punt van het veld n x zo groot.

II <u>Door de vorm van de geleider.</u>
Stel een eenzame zeepbel heeft een lading QC $\rightarrow V = f\,\frac{Q}{R}$ Volt. Door een of andere oorzaak zet deze zeepbel uit tot de straal 2 x zo groot geworden is $\rightarrow V_2 = f\,\frac{Q}{R_2} = f.\frac{Q}{2R} = \frac{1}{2}\,V$

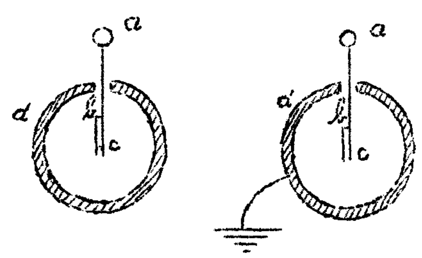
III <u>Door de nabijheid van andere geleiders.</u>
zie par. 12, 4

IV <u>Door de middenstof</u> (zie later)

N.B. <u>De potentiaal van een geleider hangt dus niet alleen af van de lading van de geleider maar ook van de situatie waarin deze geleider zich bevindt.</u>

Par. 14 <u>De Electroscoop.</u>

1) <u>Schematische tekening:</u>



niet geaard. geaard.

Het omhulsel d (geleider) is geïsoleerd van de staaf b (geleider)
Het is echter van wezenlijk belang, dat de opening, waardoor b gestoken is, zeer klein is.
<u>De electroscoop kan dan opgevat worden als een HOLLE geleider d waarbinnen zich, van d geïsoleerd, een andere geleider c (de blaadjes) bevindt, die via b geleidend verbonden is met de metalen knop a.</u>
Is het omhulsel geaard, dan is de (relatieve) potentiaal van het omhulsel NUL.

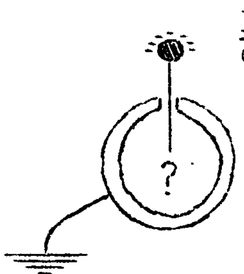
2) <u>Stelling:</u> Een electroscoop vertoont <u>dan</u> en <u>slechts dan</u> een uitslag, als er een potentiaal-VERSCHIL bestaat tussen de knop en het omhulsel; de blaadjes, die steeds met de knop een equipotentiaaloppervlak vormen zijn <u>dan</u> en <u>slechts dan</u> geladen.
De grootte van de uitslag is een maatstaf voor de grootte van het potentiaalverschil tussen de knop en het omhulsel.

<u>Bewijs:</u> "dan"

<u>Gegeven:</u> Er bestaat een potentiaalverschil tussen de knop en het omhulsel.

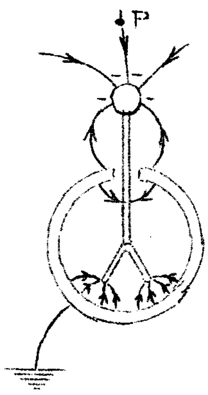
<u>Te Bew.:</u> De blaadjes zijn gelijknamig geladen en slaan uit. De grootte van de uitslag is een maatstaf voor het gegeven potentiaalverschil.

<u>Bewijs:</u> Er bestaat een potentiaalverschil tussen knop en omhulsel. De blaadjes hebben dezelfde potentiaal als de knop.
<u>Dus</u> bestaat er eenzelfde potentiaalverschil tussen <u>elk</u> der blaadjes en de binnenwand van het omhulsel.



Waar een potentiaalverschil is, zijn veldlijnen. Deze veldlijnen kunnen in deze holte alleen maar verlopen tussen de binnenwand van het omhulsel en de blaadjes met b.
Is de potentiaal van de knop b.v. negatief, dan moeten er dus veldlijnen verlopen <u>vanaf</u>

de binnenwand van het omhulsel naar ieder blaadje.
Per $4\pi f$ getekende veldlijnen die op een blaadje aankomen, bevindt zich op dit blaadje een lading - 1 C.
De blaadjes zijn dus gelijknamig geladen en vertonen dus een uitslag.



Maakt men het potentiaalverschil tussen knop en omhulsel n x zo groot, dan wordt het potentiaalverschil tussen de blaadjes en het omhulsel ook n x zo groot ⟶ veld n x zo sterk ⟶ er verlopen n x zo veel veldlijnen tussen het omhulsel en ieder blaadje ⟶ de lading der blaadjes n x zo groot ⟶ de uitslag tussen de blaadjes wordt groter.
De hoek tussen de blaadjes wordt NIET n x zo groot omdat de blaadjes ook nog onder invloed staan van de zwaartekracht.
Omdat de blaadjes echter voor een bepaalde uit - slag een bepaalde lading nodig hebben IS DE UITSLAG VAN DE BLAADJES WEL EEN MAATSTAF VOOR HET PO TENTIAALVERSCHIL TUSSEN KNOP EN OMHULSEL.

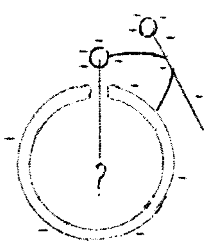
Opgave: Teken in bijgaande figuren het equipotentiaaloppervlak door het punt P.

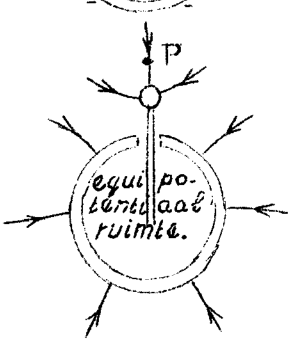
Bewijs: "slechts dan"

Gegeven: Er bestaat GEEN potentiaalverschil tussen knop en omhulsel.

Te bew.: De blaadjes zijn ongeladen en vertonen dus geen uitslag.

Bewijs: - Er bestaat nu geen potentiaalverschil tussen de blaadjes en de binnenwand van het omhulsel.
Dus verlopen er geen veldlijnen tussen de binnen wand van het omhulsel en de blaadjes.
De blaadjes kunnen dus niet geladen zijn en vertonen derhalve geen uitslag.
In dit geval vormen de blaadjes met het inwendige van het omhulsel een equipotentiaalruimte.





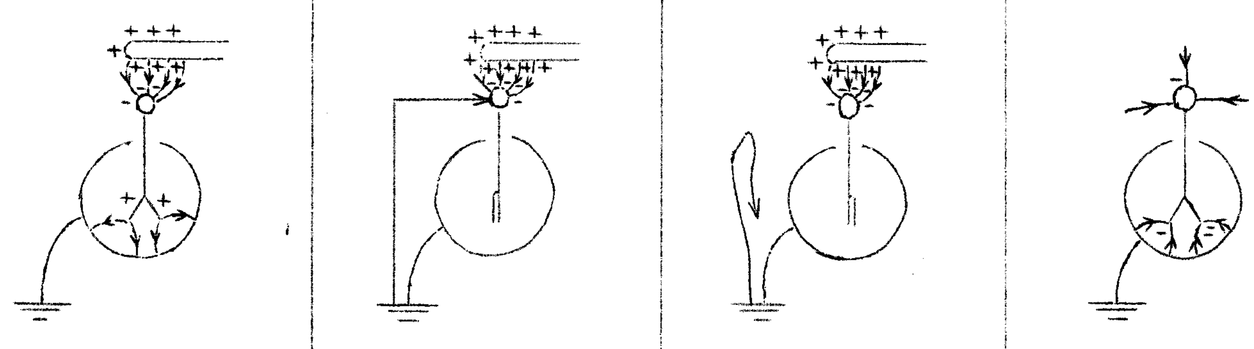
Opgave: Teken in nevenstaande figuur het equipotentiaal oppervlak door P.

Opmerking: Een geijkte electroscoop heet een electrometer.
Het ijken van een electroscoop wordt later besproken.

3) Het laden van een electroscoop door influentie.

Gegeven: Een geaarde electroscoop.
Gevraagd: deze electroscoop door influentie negatief te laden.
Opl.: Dit laden geschiedt in vier handelingen.

zie blz. 46.



I	II	III	IV
We naderen de knop met +geladen glas-staaf. Gevolg: influentie. lading: knop -, blaadjes + pot.: knop +, blaadjes +	We aarden de knop de aarde voert elec-tronen aan totdat de blaadjes neu-traal zijn en $V_{knop} = 0$ De lading van de knop is meer - ge worden!	We verbreken de verbinding van de knop met de aarde.	We nemen de glas-staaf weg. Gevolg: de neg.la-ding III van de knop verdeelt zich over knop, staaf en blaadjes blaadjes - → blaadjes slaan uit potentiaal knop - pot. blaadjes -

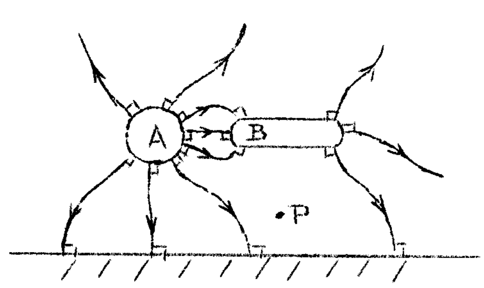
Conclusie: I Door influentie worden bij handeling II electronen van uit de aarde naar de knop en blaadjes van de electroscoop gebracht.
Dit electronenoverschot vormt bij IV de lading van de electroscoop.

II Wil men een electroscoop door influentie - laden, dan moet men de knop naderen met een positief geladen staaf, omdat electronen uit de aarde moeten aangetrokken worden.
Wil men een electroscoop door influentie + laden, dan moet men de knop naderen met een negatief geladen staaf, omdat electronen naar de aarde afgestoten moeten worden.

4) Gegeven een positief geladen electroscoop.
Gevraagd: Hoe kan men nu onderzoeken welk teken de lading van een ander lichaam heeft?

Par. 15. Capaciteit. (Capax = kunnende bevatten)

1) Inleiding.



A is een geladen geleider in de buurt van de aarde. In het veld van A bevindt zich nog de neutrale geleider B. We bedoelen hiermee een willekeurige situatie aan te geven, d.w.z. een geleider van bepaalde vorm, met een vaste positie t.o.v. andere geleiders en de aarde, in een bepaald medium (voorlopig het vacuum).
Bewering: De potentiaal van A in deze situatie is recht evenredig met de hoeveelheid lading van A.

Bewijs: De lading van A influenceert op de aarde en op B oppervlakte ladingen, die op hun beurt weer invloed uitoefenen op de ladingsverdeling van A.
De rusttoestand treedt in als de ladingsverdeling op het oppervlak van A, op het oppervlak van B en op het oppervlak van de aarde, zodanig geworden is, dat elk van deze oppervlakken een equipotentiaal oppervlak geworden is.
In de hogere natuurmunde wordt bewezen, dat dit probleem van de ladingsverdeling voor een bepaalde situatie slechts EEN oplossing KAN hebben.

Bij een bepaalde lading van A behoort dus in deze situatie EEN en slechts EEN ladingsverdeling in de ruimte. Hierdoor is de grootte en richting van de veldsterkte in ieder punt van het veld bepaald (want de veldsterkte in een punt P is de vectorsom van alle Coulombkrachten, die een proeflading + 1 C in het punt P ondervindt) Maar als de veldsterkte in ieder punt van het veld bepaald is, is ook de potentiaal van A bepaald (zowel de absolute als de rela - tieve)

Welnu: Geeft men A een n x zo grote lading, dan gaan er van A n x zoveel getekende veldlijnen uit $\longrightarrow$ de ladingsdichtheid op A, op de aarde en op B wordt in ieder punt n x zo groot $\longrightarrow$ de veldsterkte in ieder punt van het veld n x zo groot $\longrightarrow$ zowel de absolute als de relatieve potentiaal van A wordt n x zo groot.

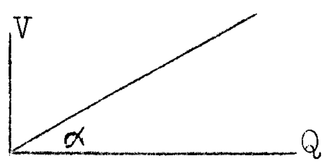
Conclusie: De potentiaal van A is recht evenredig met de hoeveelheid lading van A in deze situatie.

Algemene conclusie:

In woorden: De potentiaal van een geladen geleider in een gegeven situatie is recht evenredig met de hoeveelheid lading van deze geleider.

In formule: $\frac{Q}{V}$ = Constant voor deze geleider in deze situatie.

In grafiek:



2) Het begrip Capaciteit.

Uit het bovenstaande volgt:

$$\boxed{\frac{Q}{V} = C_{\text{voor deze geleider in deze situatie.}}}$$

De door de letter C voorgestelde grootheid noemt men de CAPACITEIT VAN DEZE GELEIDER IN DEZE SITUATIE.

Definitie: Onder de capaciteit van een geleider in een bepaalde situatie verstaat men het quotient van de lading en de daardoor veroorzaakte potentiaal van deze geleider in deze situatie.

dus: $\boxed{Q = C \times V}$

Opmerking: a) Men kan niet spreken van DE capaciteit van een geleider, maar alleen van de capaciteit van een geleider IN EEN BEPAALDE SITUATIE.
In een andere situatie heeft C een andere waarde, maar als de situatie niet verandert is C een NATUURCONSTANTE

b) De formule Q = C x V is geldig als V de absolute maar ook als V de relatieve potentiaal is. De getallenwaarde van C is voor de absolute potentiaal echter niet gelijk aan C voor de relatieve potentiaal!

Immers: $V_A^{abs} = V_{aarde}^{abs} + V_A^{rel} \longrightarrow C_A^{abs} < C_A^{rel}$

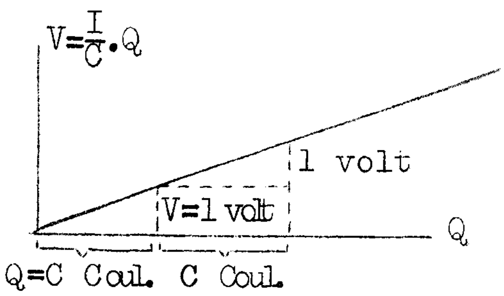
We zullen bij berekeningen steeds vermelden welke poten tiaal bedoeld is.

c) De formule Q = C x V is alleen van toepassing op de geleider, die in een gegeven situatie door electronenover schot of electronentekort geladen is.
Deze formule is b.v. niet van toepassing op de geleider B in de situatie van 1)
De totale lading van B is en blijft immers NUL.

Toch is de potentiaal van B niet nul: de potentiaal van B is hier lager dan de potentiaal van A maar is ook recht evenredig met de lading van A.

3) <u>Welke natuurkundige betekenis heeft de getallenwaarde van C ?</u>

Antwoord:



Uit de grafiek lezen we af:

I) tg. $\alpha = \frac{1}{C}$

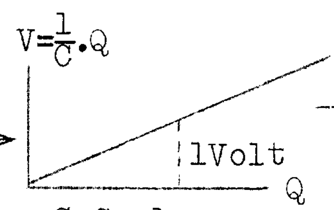
Geven we de geleider dus de lading <u>Q = C Coulomb,</u> dan is de potentiaal <u>van de geleider V = 1 Volt.</u>

II) Bij iedere ladingsportie van C Coulomb, stijgt de potentiaal van de geleider met 1 volt.

<u>Conclusie:</u> <u>De getallenwaarde van de capaciteit van een geleider in een bepaalde situatie is gelijk aan het aantal Coulombs lading dat men deze geleider moet geven opdat zijn potentiaal in deze situatie met 1 Volt zal stijgen.</u>

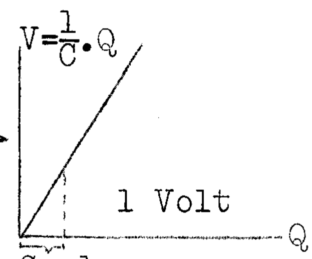
4) <u>Reflexie:</u>

C groot →



→ Er is veel lading nodig om de potentiaal met èèn volt te doen stijgen.

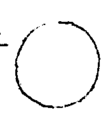
C klein →



→ Er is weinig lading nodig om de potentiaal met èèn volt te doen stijgen.

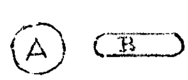
<u>N.B.</u> 5) <u>Waardoor wordt de potentiaal van een geleider bepaald?</u>

<u>Antwoord:</u> I <u>door DE VORM van de geleider.</u>

<u>voorbeeld.</u>  → oppervlak groter → V_{abs} kleiner, Q hetzelfde → C groter.

eenzame zeepbel

II <u>door DE NABIJHEID VAN ANDERE GELEIDERS.</u>

<u>voorbeeld.</u>  → B dichter bij A → V_A^{abs} wordt kleiner, Q hetzelfde → C_A groter

III <u>door DE MIDDENSTOF</u> (zie later)

<u>Opmerking:</u> a) Daarom wordt met "een geleider in een bepaalde situatie" bedoeld:
een geleider met vaste vorm, met een vaste positie t.o.v. andere geleiders en de aarde, in een bepaald medium.

b) Uit welke stof de geleider zelf bestaat doet niets ter zake.

6) De capaciteit is een GROOTHEID met een dimensie.

De dimensie van de capaciteit = $\frac{\text{eenheid van lading}}{\text{eenh. v. potentiaal}}$

7) De eenheid van capaciteit in het stelsel van Giorgi = $\frac{1 \text{ Coulomb}}{1 \text{ Volt}}$ = $1 \frac{C}{V}$ Deze eenheid wordt genoemd naar Faraday en heet 1 Farad.

$$\boxed{1 \text{ Farad} = 1 \frac{C}{V}}$$

N.B. Definitie: Een geleider heeft in een bepaalde situatie een capaciteit van 1 Farad als we aan de geleider een lading van 1 Coulomb moeten geven om in deze situatie zijn potentiaal met 1 Volt te doen stijgen.

Opmerking: a) De capaciteiten van de geleiders waar men in de techniek mee te doen heeft, hebben meestal waarden van slechts enige millioenste- soms slechts enige billioenste delen van een Farad.
Daarom heeft men voor de praktijk de volgende eenheden ingevoerd:

1 micro farad $= 1 \mu F = 10^{-6}$ F.
1 piko farad $= 1$ pF $= 10^{-12}$ F.

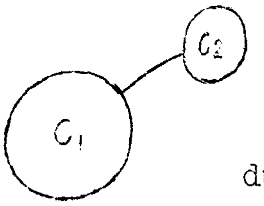
b) Benamingen:

tera $= 10^{12} \rightarrow$ T	milli $= 10^{-3} \rightarrow$ m
giga $= 10^{9} \rightarrow$ G	mikro $= 10^{-6} \rightarrow \mu$
mega $= 10^{6} \rightarrow$ M	nano $= 10^{-9} \rightarrow$ n
kilo $= 10^{3} \rightarrow$ K	piko $= 10^{-12} \rightarrow$ p

8) Vragen: a) Wat wil zeggen: een geleider heeft een capaciteit van 8 pF ?
b) Als deze geleider een lading heeft van 4 Coulomb, hoe groot is dan de potentiaal ?
c) Welke lading moet men deze geleider geven opdat de potentiaal 40 Volt zal zijn ?

9) Stelling: De capaciteit van twee verbonden geleiders is gelijk aan de som der capaciteiten, die de afzonderlijke geleiders in deze situatie hebben. (De capaciteit van de verbindingsdraad wordt verwaarloosd)

Bewijs:



Geven we dit stelsel de lading Q Coulomb, dan verdeelt deze zich over de geleiders, zô dat deze een even hoge potentiaal krijgen.

$Q = Q_1 + Q_2 = C_1 V + C_2 V = (C_1 + C_2)\, V$

dus: $\frac{Q}{V} = C_1 + C_2$

dus: $$\boxed{C_{stelsel} = C_1 + C_2}$$

Opmerking: C1 en C2 zijn de capaciteiten van de afzonderlijke ge leiders IN DEZE SITUATIE.
Bij de sommen doen we alsof C1 en C2 de capaciteiten zijn, die de respectievelijke geleiders ZOUDEN hebben, als ze ieder eenzaam in de ruimte waren.

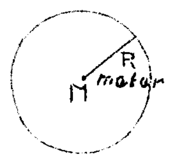
Conclusie: Voor twee verbonden geleiders geldt:

$Q_{stelsel} = Q_1 + Q_2$
$C_{stelsel} = C_1 + C_2$
$V_{stelsel} = \frac{Q_1 + Q_2}{C_1 + C_2}$

Bij de sommen neemt men voor C1 en C2 de capaciteiten, die deze gelei ders zouden hebben als ze ieder eenzaam waren in de ruimte.

10) Voorbeelden:

a) De capaciteit van een bolvormige geleider eenzaam in het vacuum.



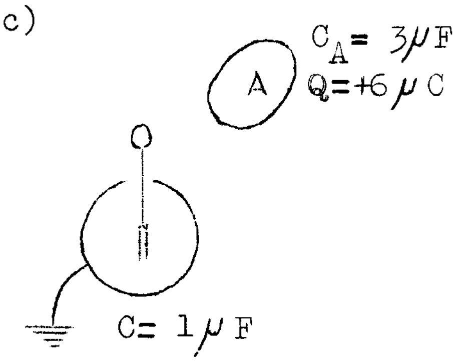
$$V_{bol}^{abs} = f. \frac{Q}{R} \text{ Volt} \left\{ \begin{array}{l} \text{De bol is eenzaam} \rightarrow \text{abs. pot.} \\ Q \text{ in Coulomb.} \\ R \text{ in meters.} \end{array} \right.$$

dus: $\boxed{C_{bol}^{abs} = \frac{Q}{V} = \frac{R}{f} \text{ Farad.}}$

b) Beschouw de aarde als een eenzame bolvormige geleider.
$R_{aarde} = 6,37 \cdot 10^6$ meter.

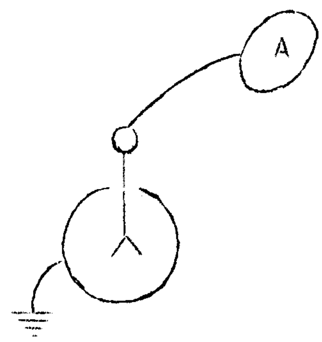
dus: $C_{aarde}^{abs} = \frac{1}{9x10^9} \cdot 6,37 \times 10^6 \approx 0,7.10^{-3}F = 700.10^{-6}F = 700 \mu F$

c)



vòòr

electrometer geaard $\rightarrow V_r$
$V_A^{rel} = 2$ Volt.



nà

Gevr: V_A^{rel} na de verbinding.

Opl.:

$C_{stelsel} = (1+3)\mu F = 4.10^{-6}$ F.

$Q_{stelsel} = +6 \mu C = 6.10^{-6}$ C.

dus: $V_{stelsel} = \frac{Q_{st}}{C_{st}} = \underline{1,5 \text{ V.}}$

Opmerking: α) $\left. \begin{array}{l} V_{A voor} = 2 \text{ Volt} \\ V_{A na} = 1,5 \text{ Volt} \end{array} \right\} \rightarrow$ Wil het gebruik van een électrometer zin hebben, dan moet $C_E \lll C_A$

β) De ladingsverdeling nà de verbinding.

$$Q_E = C_E.V = 1.10^{-6}.1,5 = 1,5.10^{-6} \text{ C}$$

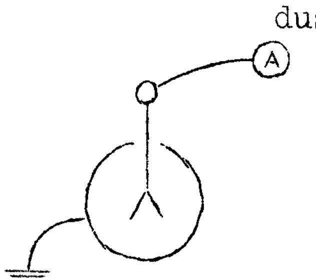
$$Q_A = C_A.V = 3.10^{-6}.1,5 = 4,5.10^{-6} \text{ C}$$

Par. 16) Het meten van de capaciteit.

1) Bespreek een proef ter bepaling van de capaciteit van een electrometer.

a) We laden de electrometer $\rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{lading } Q_E \text{(onbekend)} \\ \text{pot. } V_1 \text{ (aflezen)} \end{array} \right\} \rightarrow Q_E = C_E.V_1$ (I)

b) We verbinden deze geladen electrometer met een bolvormige geleider A. Bij benadering nemen we $C_A = \frac{R}{f}$



dus: $\left. \begin{array}{l} Q_{stelsel} = Q_E \\ V_{stelsel} = V_2 \text{ (aflezen)} \\ C_{stelsel} = C_E + \frac{R}{f} \end{array} \right\} Q_E = (C_E + \frac{R}{f}).V_2$ (II)

Uit (I) en (II) volgt:

$$C_E V_1 = (C_E + \frac{R}{f})\ V_2 \longrightarrow C_E$$

2) Bespreek een proef ter bepaling van de capaciteit van een geleider met behulp van een electrometer met bekende capaciteit.

(zie blz. 51)

a) We laden de electrometer → potentiaal V_1 (aflezen) → $Q_E = C_E \cdot V_1$

b) We verbinden de geladen electrometer met de geleider.

$$\left.\begin{array}{l}\text{lading stelsel} = Q_E\\ \text{potent.stelsel} = V_2 \text{ (aflezen)}\\ C_{\text{stelsel}} = C_E + C\end{array}\right\} Q_E = (C_E + C)\,V_2$$

$\therefore C$.

Par. 17 De vlakke condensator (plaat-condensator)

1) Influentie bij twee evenwijdige metalen platen, gescheiden door het vacuum.

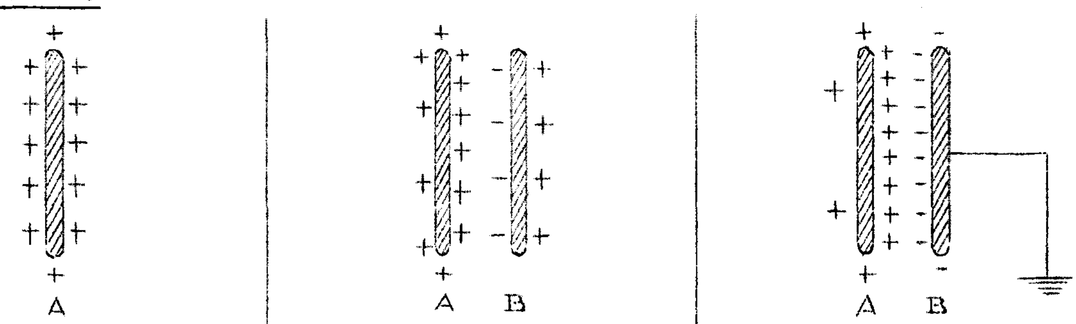


fig. I fig. II fig. III

bij fig. I A is een b.v. + geladen metalen plaat.
De potentiaal van A (zowel de absolute als de relatieve) heeft een bepaalde waarde.

bij fig.II We plaatsen een neutrale metalen plaat B op enige afstand evenwijdig aan A.
Er heeft influentie plaats: De rechterkant van A wordt sterker +; de linkerkant van B krijgt een negatieve, de rechterkant een even sterke positieve oppervlaktelading.
Gevolg: De potentiaal van A is afgenomen,
De totale lading van A is niet veranderd. → De capaciteit van A is toegenomen. (zowel de absolute als de relatieve)

bij fig.III Zonder de afstand tussen A en B te veranderen, aarden we B.
Door de verbindingsdraad stromen electronen van de aarde naar B, totdat B met de aarde een equipotentiaal - ruimte vormt. Intussen heeft er ook in A een electronen verschuiving plaats: de rechterkant van A wordt sterker +. De rusttoestand treedt in, als A opnieuw een equipotentiaal ruimte geworden is en B met de aarde een equipotentiaalruimte vormt.
Gevolg: De potentiaal van A is verder gedaald
De totale lading van A is onveranderd → De capaciteit van A is weer toegenomen. (zowel de absolute als de relatieve.)

Conclusie: $C_{I}^{A} < C_{II}^{A} < C_{III}^{A}$

in woorden: Door de nabijheid van de geaarde plaat B is de CAPACITEIT VAN DE PLAAT A sterk toegenomen.

Het bovenstaande is dus een toepassing van de algemene wet, dat de capaciteit van een geleider afhangt van de nabijheid van andere geleiders.
Het DOEL van deze toepassing is, een lichaam te krijgen met GROTE CAPACITEIT.

Theorema: (zie blz. 52.)

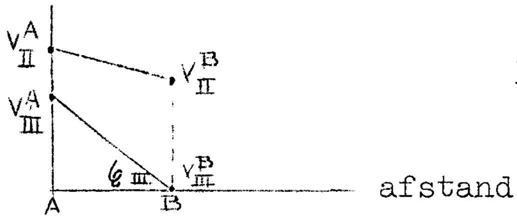
Theorema:

a) Door het aarden van B is de veldsterkte tussen de platen groter geworden.

b) dus $V_A - V_B$ is toegenomen.

c) Toch is V_A afgenomen!

In grafiek:

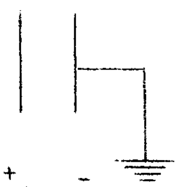


$$E_{III} = -\frac{dV}{ds} = -\operatorname{tg}(180^\circ - \varphi) = \operatorname{tg}\varphi$$

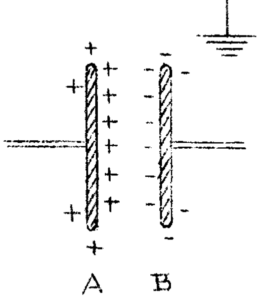
3) De evenwijdige platen A en B vormen samen een z.g. vlakke condensator.

Definitie: Een vlakke condensator is een samenstel van twee evenwijdige plaatvormige geleiders, gescheiden door het vacuum of een middenstof (isolator)

Benamingen: a) De condensator heet geaard, als êên van de platen met de aarde verbonden is.
De niet - geaarde plaat heet collectorplaat.
De geaarde plaat heet de condensatorplaat.

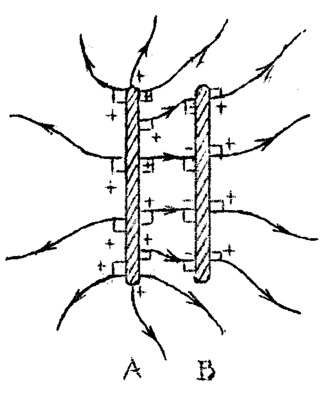


b) De condensator heet niet geaard, als geen der platen met de aarde verbonden is.



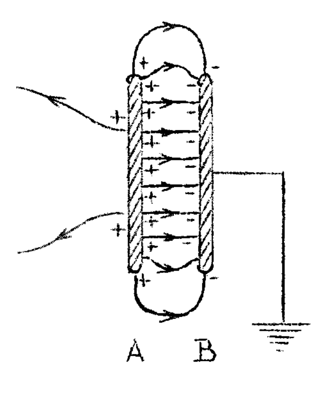
Opmerking: In het geval fig.II van 1) werd plaat B door influentie geladen.
Bij de behandeling der electrische trillingen zullen we echter te doen krijgen met een niet geaarde condensator, waarvan beide platen door electronen toevoer resp. afvoer gelijk en tegengesteld geladen worden. Daarom zullen we ook dit geval in de theorie betrekken.

N.B. 4) Het electrische veld bij een vlakke condensator.



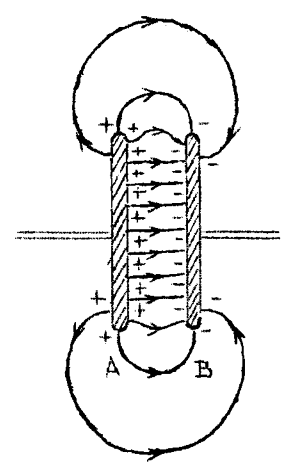
B door influentie geladen.

fig. I



B geaard.

fig. II



$Q_A = -Q_B$

fig. III

Met behulp van de proef met paardeharen in wonderolie kan men het verloop van de veldlijnen in de verschillende gevallen zichtbaar maken.

Deze proef leert: a) In het centrum tussen de platen is het veld homogeen. Dit homogene gebied is groter naarmate de afstand tussen de platen kleiner is.

b) Aan de rand is het veld niet homogeen.

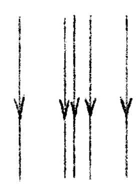
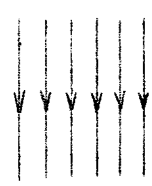
c) Het buitenveld is zwakker dan het veld tussen de platen.

Opgave: Teken in fig. I, II en III enige equipotentiaal-oppervlakken. Let daarbij op de volgende dingen:

a) De veldlijnen doorboren de equipotentiaaloppervlakken loodrecht.
b) In de buurt van het centrum tussen de platen zijn de equipotentiaaloppervlakken evenwijdige platte vlakken. Is de afstand tussen de platen klein t.o.v. de afmetingen der platen, dan blijven deze equipotentiaaloppervlakkken vrijwel tot aan de rand vlak.
c) De afstand tussen twee equipotentiaal-oppervlakken is in het buitenveld groter dan tussen de platen.
d) $V_x - V_y = V_{x1} - V_{y1}$

Vraag: De proef met de paardeharen in wonderolie laat zien, dat de electrische veldlijnen in de buurt van het centrum tussen de platen evenwijdig lopen.
Uit deze proef volgt dus onmiddellijk, dat de veldsterkte in ieder punt rond dit centrum dezelfde richting heeft n.l. loodrecht op de platen van + ⟶ -.
We vragen: Is het feit, dat de veldsterkte in ieder punt van een ruimte dezelfde richting heeft, voldoende om te besluiten, dat de veldsterkte in ieder punt van die ruimte ook DEZELFDE GROOTTE heeft?

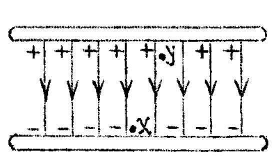
Antw.: In de hogere natuurkunde wordt de volgende stelling bewezen: Als in een electrostatisch veld de veldlijnen evenwijdige rechte lijnen zijn, dan heeft de veldsterkte in ieder punt van dat veld ook dezelfde grootte. De getekende veldlijnen zijn dan evenwijdige rechte lijnen op onderling gelijke afstanden.

Dus NIET b.v.  maar WEL: 

Concl. In de buurt van het centrum tussen de platen is het electr. veld homogeen d.w.z. In ieder punt van deze ruimte heeft de veldsterkte dezelfde grootte en dezelfde richting.

Opmerking. Met nadruk wijzen we er op, dat deze stelling alleen geldt als de veldlijnen EVENWIJDIGE rechte lijnen zijn. In een radiaal veld zijn de veldlijnen ook recht, maar het veld is niet homogeen!

Vraag:

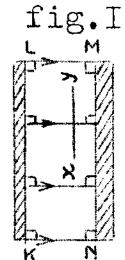


In het homogene veld tussen de platen brengt men een electron. Wat valt er te zeggen over de grootten van de veldkrachten als het electron zich resp. bevindt in x en y.

5) Formules met betrekking tot de vlakke condensator.

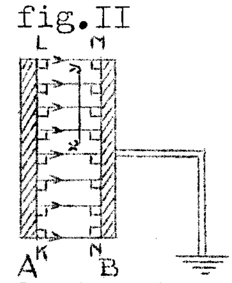
Bij de afleiding van de formules, die betrekking hebben op de vlakke condensator, nemen we BIJ WIJZE VAN BENADERING aan, dat het electrische veld tussen de platen TOT EN MET DE RAND HOMOGEEN IS.
Deze benadering stemt goed met de werkelijkheid overeen, als de afstand der platen zeer klein is t.o.v. de afmetingen der platen.
De in punt 4 besproken binnenvelden worden dus als volgt:

fig.I



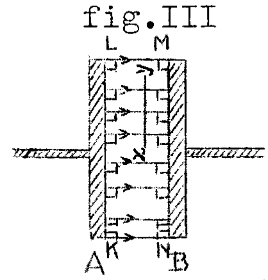
De plaat B is door influentie geladen

fig.II



De plaat B is geaard.

fig.III



Men heeft de platen A en B een gelijke en tegengestelde lading gegeven.

In deze figuren hebben we aangenomen, dat de collectorplaat A + geladen is. We nemen aan, dat de TOTALE lading van plaat A in de drie gevallen even groot is. Het buitenveld hebben we niet in de figuren opgenomen.

We vragen voor ieder geval afzonderlijk:

a) Wat valt er te zeggen van de ladingen aan de binnenoppervlakken KL en MN?

antw.: Alle getekende veldlijnen die ($\perp$) van KL uitgaan treffen MN (eveneens $\perp$)
De ladingen op de binnenoppervlakken KL en MN zijn dus gelijk en tegengesteld.
In geval I is deze binnenlading kleiner dan in geval II

b) Hoe groot is de VELDSTERKTE in het homogene veld KLMN?

antw.: Stel dat de lading van het binnenoppervlak KL gelijk is aan Q_{in} ($< Q^A_{totaal}$) dan vertrekken er van KL $4\pi fQ_{in}$ getekende veldlijnen.
Is het oppervlak van KL = O m^2, dan vertrekken er PER m^2 van KL $\frac{4\pi fQ_{in}}{O}$ getekende veldlijnen, het veld KLMN is immers homogeen $\perp$ platen.
Een willekeurig vlak xy // KL wordt dus PER m^2 loodrecht doorboord door $\frac{4\pi fQ_{in}}{O}$ getekende veldlijnen.
Daar de veldsterkte op xy constant is, is dit aantal (volgens de afspraak) gelijk aan de veldsterkte op xy.

Concl: De veldsterkte in het homogene veld KLMN tussen de platen is:

$$\boxed{E = \frac{4\pi fQ_{in}}{O} \ \frac{N}{C}}$$

Hierin is Q_{in} de lading aan het binnenoppervlak van de plaat met de hoogste potentiaal, in het beschouwde geval.
O het binnenoppervlak van deze plaat uitgedrukt in m^2.
$f = 9{,}10^9 \ \frac{m^2 N}{C^2}$. (Controleer de dimensie van E!)

Opm.: α) We vestigen er de aandacht op, dat de theorie van de getekende veldlijnen ons hier in staat stelt om ZONDER INTEGREREN de veldsterkte in het homogene veld KLMN te berekenen (zie blz. 27, punt 2 b)

β) De veldsterkte in dit homogene veld is recht evenredig met de lading, die in het beschouwde geval zetelt op het BINNENOPPERVLAK van de plaat met de hoogste potentiaal.
De lading op de buitenoppervlakken der platen doet voor de GROOTTE van E niets ter zake. Deze lading draagt er wel toe bij DAT het veld tussen KL en MN HOMOGEEN zal zijn!

c) Hoe groot is het POTENTIAAL VERSCHIL tussen de platen?

Antwoord: We vragen dus naar de arbeid, die het veld verricht, als de proeflading + 1 C van plaat A naar plaat B gebracht wordt.
Omdat het veld KLMN homogeen is, kunnen we deze arbeid zonder integreren berekenen:

$$_A\Delta V_{A \to B} = E.d \ \frac{Joule}{C} = E \ . \ d \text{ Volt.}$$

E is de veldsterkte in $\frac{N}{C}$

d is de afstand tussen de platen uitgedrukt in meter.

Substitueren we in deze uitkomst $E = \frac{4\pi fQ_{in}}{O} \ \frac{N}{C}$, dan volgt:

$$\boxed{\Delta V_{A \to B} = \frac{4\pi f.Q_{in}}{O} \ . \ d \text{ Volt}}$$

Opmerking: Q_{in} is de lading die, in het beschouwde geval, zetelt aan het binnenoppervlak KL BIJ DEZE AFSTAND der platen. Maken we d b.v. kleiner, dan wordt in elk der beschouwde gevallen Q_{in} groter!

d) Welk verband bestaat er in elk der beschouwde gevallen, tussen Q_{in} en $\Delta V_{A\to B}$

Antwoord:

$$\frac{Q_{in}}{\Delta V_{A\to B}} = \frac{O}{4\pi f.d}$$

Het rechter lid van deze vergelijking is voor een bepaalde vlakke condensator bij een bepaalde afstand tussen de platen constant.
Dit constante getal hangt NIET af van de uitwendige situatie van de condensator (al dan niet geaard, trillingskring enz.) m.a.w. het quotient $\frac{Q_{in}}{\Delta V_{A\to B}}$ heeft in fig. I,II en III dezelfde waarde!

N.B. Conclusie: I Bij een vlakke condensator waarvan het oppervlak en de afstand der platen constant zijn, is het potentiaal VERSCHIL tussen de platen recht evenredig met de lading die zetelt aan het BINNENOPPERVLAK van de plaat met de hoogste potentiaal.

II De evenredigheidsfactor is alleen afhankelijk van het binnenoppervlak van èèn plaat, de afstand der platen en het medium (zie later)
De evenredigheidsfactor is onafhankelijk van de situatie buiten de platen der condensator.

N.B. De constante-verhouding $\frac{Q_{in}}{\Delta V_{A\to B}}$ noemt men de CAPACITEIT VAN DE VLAKKE CONDENSATOR.

Definitie: Onder de capaciteit van een vlakke condensator verstaat men het quotiënt van de lading die zetelt aan het BINNENOPPERVLAK van de plaat met de hoogste potentiaal en het POTENTIAAL VERSCHIL tussen de platen.

In formule:

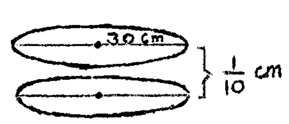
$$\boxed{C = \frac{O}{4\pi f.d} \text{ Farad} = \frac{\varepsilon_0\, O}{d} \text{ Farad.}}$$

Hierin is C de capaciteit van de vlakke condensator in Farad
O het binnenoppervlak van èèn plaat in m^2
d de afstand der platen in meter.

$$f = 9.10^9 \ \frac{m^2 N}{Coul.}$$

Opgave: Controleer de dimensie van de Capaciteit.

Getallenvoorbeeld:



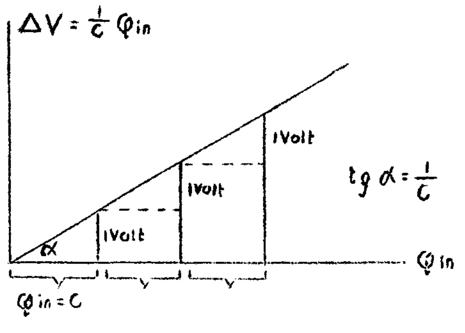
Geg. Cirkelvormige platen straal 30 cm afstand 0,1 cm.

Gevr. C

Oplossing.

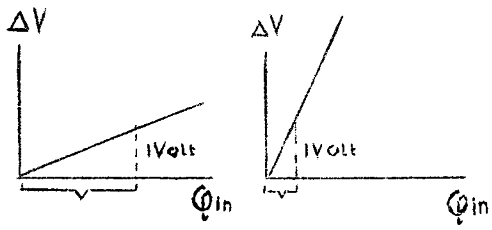
6) Reflexie op de capaciteit van een vlakke condensator.

a) De natuurkundige betekenis van de getallenwaarde van C.



Uit de grafiek volgt:

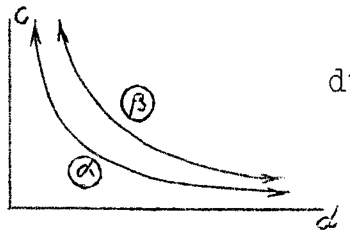
I De getallenwaarde van de capaciteit van de vlakke condensator is gelijk aan de hoeveelheid lading, uitgedrukt in Coulomb, die men aan het binnenoppervlak van de plaat met de hoogste potentiaal moet toevoeren om het potentiaal VERSCHIL tussen de platen met 1 Volt te doen stijgen.



C groot　　C klein

II Is C groot, dan is deze ladingsportie groot.
Is C klein, dan is deze ladingsportie klein.

b)



$C = \frac{O}{4\pi f.d}$ Farad

dus: I C is recht evenredig met het binnen oppervlak van iedere plaat.

II C is omgekeerd evenredig met de afstand der platen.

De grafiek van de capaciteit als functie van de afstand der platen, is een orthogonale hyperbool.

(α) → de grafiek als het opp. der platen = 0 m^2

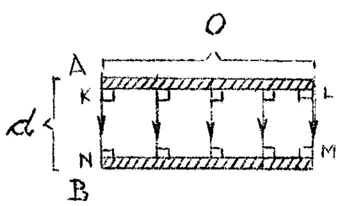
(β) → de grafiek als het opp. der platen =20 m^2

N.B. <u>Laat men de afstand der platen naderen tot nul, dan nadert de capaciteit van de condensator tot oneindig.</u>

d.w.z. Maakt men de afstand tussen de platen van een bepaalde condensator zeer klein, dan is er een zeer grote ladingsportie nodig om het potentiaal-verschil tussen de platen met 1 Volt te doen stijgen.

<u>Concl.:</u> <u>De condensator stelt ons in staat om op een geaarde plaat condensator grote hoeveelheden lading te verzamelen onder lage relatieve potentiaal.</u>

7) <u>Overzicht van de formules met betrekking tot de vlakke condensator in het vacuum.</u>



<u>Benadering:</u> veld tussen de platen tot en met de rand homogeen.

$$E \longrightarrow E = \frac{4\pi f Q_{in}}{O} \quad \frac{N}{C}$$

$$\Delta V_{A \to B} \longrightarrow \Delta V = \frac{4\pi f Q_{in}}{O} \, d \text{ Volt}$$

$$C \longrightarrow C = \frac{O}{4\pi f.d} \text{ Farad} = \frac{\varepsilon_0 O}{d} \text{ Farad}$$

Hierin is: Q_{in} de lading aan het binnenoppervlak van de plaat met de hoogste potentiaal.

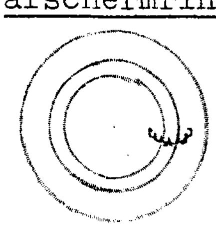
O het binnenoppervlak van iedere plaat uitgedrukt in m^2.

d de afstand der platen uitgedrukt in m.

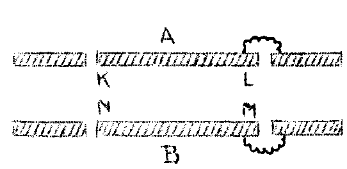
$f = 9.10^9 \frac{m^2 N}{c^2}$

8) <u>Opmerkingen:</u>

a) Bij de afleiding van de formules hebben we verondersteld, dat het electrische veld tussen de platen tot en met de rand homogeen is. In de praktijk kan men dit verwerkelijken door een <u>kunstgreep</u> toe te passen: men voorziet de condensatorplaten van <u>z.g. afschermringen.</u>



boven-aanzicht



zij-aanzicht.

Bij voldoende kleine afstand tussen de platen, is het veld KLMN tot en met KN en LM homogeen. De platen KL en MN vormen dan een "ideale" vlakke condensator, waarvoor de afgeleide formules exact zijn. (ga dit na)

b) Onder de capaciteit van de condensator verstaat men iets anders dan onder de absolute of relatieve capaciteit van de collectorplaat A. (resp. $\frac{Q_A}{V_A^{abs.}}$ en $\frac{Q_A}{V_A^{rel.}}$)

Voor de capaciteit van A maakt het verschil of de condensator plaat B al dan niet geaard is. Voor de capaciteit van de condensator, dus het samenstel van de platen A en B, maakt het geen verschil of de condensator al dan niet geaard is.

Is de condensatorplaat B geaard, dan is $\Delta V_{A \to B}$ gelijk aan de relatieve potentiaal van A. Maar de relatieve capaciteit van A ($\frac{Q_A}{V_A^{rel.}}$) zou alleen dan gelijk zijn aan de capaciteit van de condensator als alle lading van A zetelde aan het binnenoppervlak van A. Dit is in werkelijkheid niet het geval.

N.B. c) Bij de sommen nemen we bij wijze van benadering aan:

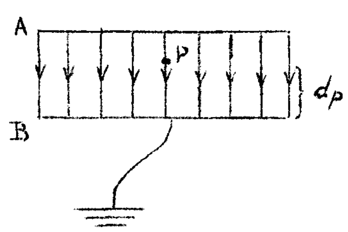
I dat het veld tussen de platen tot en met de rand homogeen is.

II dat de totale lading van plaat A, resp. de totale lading van plaat B zetelt aan het binnenoppervlak van A, resp. het binnenoppervlak van B, m.a.w. we nemen dan aan dat er buiten de condensator geen electrisch veld bestaat.

N.B. In de formules stellen we dan $Q_{in} = Q_{totaal} = Q$ van de plaat met de hoogste potentiaal.
De formules worden dan:

$$\boxed{\begin{aligned} E &= \frac{4\pi' f Q}{O}\ \frac{N}{C} \\ \Delta V &= \frac{4\pi' f Q}{O}.d \text{ Volt} \\ C &= \frac{O}{4\pi' f d} = \frac{\varepsilon_0 O}{d} \text{ farad.} \end{aligned}}$$

d) Vraag:



Hoe groot is de relatieve potentiaal in het punt P?

Antw: $V_P^{rel.} = E.dp = \frac{4\pi' f Q}{O}.d_p$ Volt

$= \frac{V_A^{rel.}}{d}.d_p$ volt

$= \frac{d_p}{d}.\ V_A^{rel.}$ volt

Par.18 Invloed van het diëlectricum.

1) Tot nu toe hebben we verondersteld, dat de geladen lichamen zich in het vacuum bevonden. We hebben door proeven en redenering bewezen, dat in het materiaal van een geleider nooit een electrostatisch veld kan optreden: een electrisch veld in het materiaal van een geleider zou inmiddellijk een beweging van de vrije electronen veroorzaken.
De proef met de paardeharen in wonderolie toonde aan, dat IN het materiaal van een ISOLATOR WEL een electrostatisch veld kan bestaan.

Iedere stof waarin een electrostatisch veld kan bestaan noemt men een diëlectricum.

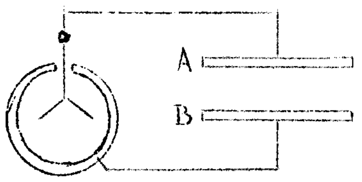
We gaan nu onderzoeken of een diëlectricum invloed heeft op de veldsterkte en bijgevolg op de potentiaal en de capaciteit van een geleider, die met dit diëlectricum in aanraking is.

We beginnen dit onderzoek bij de condensator.

2) Stelling: Brengt men een diëlectricum tussen de platen van een in het vacuum geplaatste vlakke condensator, dan wordt de capaciteit van de condensator daardoor vergroot.

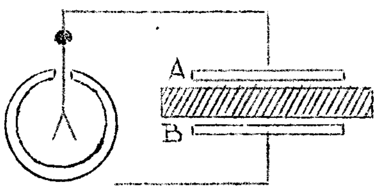
Bewijs door een proef.

vòòr



De platen A en B zijn tegengesteld geladen. A is verbonden met de knop, B met het omhulsel van een electroscoop.
De uitslag van de blaadjes is een maatstaf voor het potentiaal-verschil tussen A en B.

nà



Tussen de platen A en B brengen we een plaat isolerend materiaal b.v. eboniet.
We zien, dat de hoek tussen de blaadjes een bepaald bedrag kleiner wordt.
Hieruit volgt, dat het potentiaal verschil tussen de platen A en B kleiner geworden is.
De lading aan het binnenoppervlak der platen A en B is een weinig groter geworden. (De lading van de blaadjes en het omhulsel van de electroscoop is iets kleiner geworden.)
Hieruit volgt, dat de capaciteit van de condensator AB door het aanbrengen van het diëlectricum GROTER geworden is.

Conclusie: I De capaciteit van een in het vacuum opgestelde condensator wordt vergroot, als men de ruimte tussen de platen opvult met een diëlectricum.

II Bij een gegeven lading van de platen der condensator, is de veldsterkte IN het diëlectricum KLEINER dan in het vacuum.

N.B. 3) Verklaring.

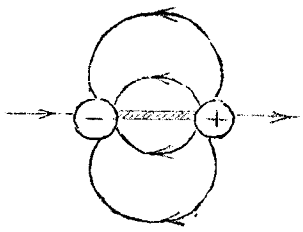
a) De bouw van een diëlectricum.

Een diëlectricum is altijd een isolator. Dit kan zijn: een vaste stof (b.v. glas, eboniet), een vloeistof (b.v. olie, petroleum, water, alcohol) of een gas.
Een diëlectricum is opgebouwd uit moleculen.
Is het diëlectricum een vaste stof ⟶ molecuul rooster.
een vloeistof ⟶ beweging van moleculen binnen elkaars attractie sfeer.
een gas ⟶ beweging van moleculen buiten elkaars attractie sfeer.

Het molecule van een diëlectricum is een complex van neutrale atomen, waarbij de satelliet-electronen streng aan de kernen gebonden blijven.
Met betrekking tot de ladingsverdeling in het molecule van het diëlectricum zijn er twee mogelijkheden:

I Het "electrisch zwaartepunt" van de + kernladingen valt samen met het "electrisch zwaartepunt" van de - ladingen der satelliet-electronen.
Zo'n molecule noemt men homopolair. Een homopolair molecule oefent naar buiten geen krachtwerking uit op de afstanden, die groot zijn t.o.v. de afmeting van het molecule.

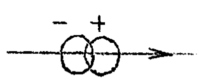
II Het "electrisch zwaartepunt" van de + kernladingen valt NIET samen met het "electrisch zwaartepunt" van de - ladingen der satelliet electronen.
Zo'n molecule noemt men heteropolair.
Een heteropolair molecule werkt naar buiten als een samenstel van twee tegengestelde ladingsporties, die zich op enige afstand van elkaar bevinden.

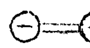


Als het alleen gaat om de electrische werking naar buiten, kunnen we een heteropolair molecule vervangen door een "halter" waarvan de ene "bol" positief en de andere "bol" negatief geladen is.
In de taal der electriciteitsleeer zegt men, dat zo'n molecule een DIPOOL vormt.
Voorbeelden: water, NH_3, SO_3.

b) Het molecule van een diëlectricum in een electrisch veld.

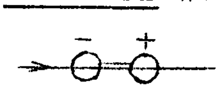
Geval I We brengen een homopolair molecule in een electrisch veld. Op de kernen en op de electronen werken dan veldkrachten, die TEGENGESTELD gericht zijn: zijn de veldlijnen van het electrisch veld b.v. naar rechts gericht, dan zijn de veldkrachten op de kernen naar rechts en de veldkrachten op de electronen naar links gericht.



Gevolg: De satelliet electronen verschuiven t.o.v. de kernen naar links. ⟶ De "electrische zwaartepunten" vallen niet meer samen ⟶ het homopolaire molecule is een DIPOOL geworden. 

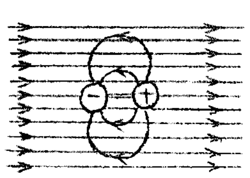
Concl: Brengt men een homopolair molecule in een electrisch veld, dan heeft er INFLUENTIE IN HET MOLECULE plaats, met het gevolg, dat het homopolaire molecule een DIPOOL wordt.
Deze influentie IN HET MOLECULE noemt men polarisatie.

Geval II We brengen een heteropolair molecule in een electrisch veld.



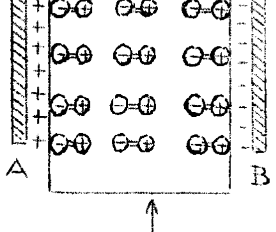
Gevolg: De dipool zal zich zo richten, dat de richting - ⟶ + samenvalt met de richting van de veldsterkte.
Bovendien zal de dipool iets "langer" worden.
Dit zich richten van de dipolen noemt men ook polarisatie.

Opm.: NB. De door influentie of zich richten verkregen dipolen hebben een eigen electrisch veld.



DIT EIGEN ELECTRISCH VELD WERKT HET INFLUENCERENDE VELD TEGEN.

c) Een diëlectricum tussen de platen van een condensator.



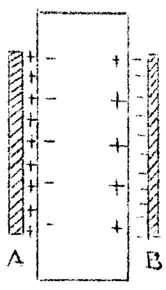
Tussen de platen A en B van een geladen condensator brengen we een diëlectricum.
Zijn de moleculen van het diëlectricum homopolair, dan heeft er t.g.v. het homogene veld tussen de platen A en B influentie IN DE MOLECULEN van het diëlectricum plaats: de moleculen van het diëlectricum worden gepolariseerd tot dipolen.
In de figuur is deze polarisatie schematisch aangegeven.

Zijn de moleculen heteropolair, dan zullen deze dipolen zich onder invloed van het homogene veld tussen A en B gedeeltelijk richten, zò dat de richtingen - ⟶ + van de dipolen samenvallen met de richting van de veldsterkte van het homogene veld. Ook voor dit geval geeft de figuur een schematisch beeld van de situatie.

Wat valt er nu te zeggen van de resulterende veldsterkte in het inwendige van het diëlectricum?

Antwoord: zie blz. 60

Antwoord: De prive electrische velden van de dipolen werken in het diëlectricum het gegeven homogene veld tussen de platen A en B tegen.
De resulterende veldsterkte in het diëlectricum is dus KLEINER dan de veldsterkte van het gegeven homogene veld in het vacuum.



Opmerking: Tengevolge van de polarisatie heeft het dië lectricum een oppervlaktelading gekregen: rechts – , links + .
In de hogere natuurkunde wordt bewezen, dat men voor de berekening van de veldsterkte in het diëlectricum moet doen alsof de lading van de respectievelijke condensatorplaat verminderd is met de resp. oppervlakte lading van het diëlectricum.
Verder bewijst de hogere natuurkunde, dat de intensiteit van de polarisatie afhangt:

1e van de soort van stof waaruit het diëlectricum bestaat.
2e van de sterkte van het polariserende veld.

Conclusie: Brengt men een diëlectricum tussen de platen van een in het vacuum geplaatste condensator, dan wordt de veldsterkte in het diëlectricum kleiner dan de gegeven veldsterkte in het vacuum.

Welk gevolg heeft dit voor het potentiaalverschil tussen de platen?

Antwoord: Het potentiaalverschil tussen de platen wordt kleiner.

Welk gevolg heeft dit voor de capaciteit van de condensator?

Antw: $C^1 = \dfrac{Q^1_{in}}{\Delta V^1}$

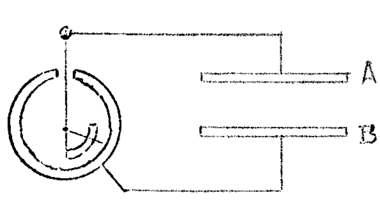
$$\left.\begin{array}{l} Q^1_{in} \text{ is een weinig groter dan } Q^{vac}_{in} \\ \Delta V^1 \text{ is kleiner dan } \Delta V_{vac} \end{array}\right\} \quad C^1 > C_{vac}.$$

Conclusie: Brengt men een diëlectricum tussen de platen van een in het vacuum geplaatste condensator, dan wordt de capaciteit van de condensator daardoor VERGROOT.

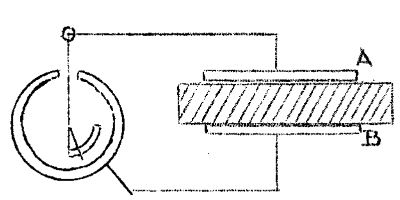
Opm.: Brengt men een diëlectricum tussen de platen van een condensator, dan wordt het diëlectricum gepolariseerd.
Er wordt dus arbeid verricht op de moleculen.
Het veld moet dus arbeid verrichten als een diëlectricum tussen de platen van een condensator wordt gebracht.

4) Het verband tussen C^1 en $C_{vac.}$

a) Proef: In de opstelling van de in par. 18 punt 2) besproken proef, vervangen we de electroscoop door een zeer gevoelige electrometer, met zeer kleine capaciteit.



We laden de electroscoop.
Plaat A vormt met de knop en de blaadjes een equipotentiaal-ruimte.
Plaat B vormt met het omhulsel een equipotentiaalruimte
De electrometer wijst dus het potentiaalverschil aan tussen de platen A en B.



Tussen de platen van de condensator schuiven we een glazen plaat, die de ruimte tussen de platen geheel opvult.
Het blijkt, dat het potentiaalverschil dat de electrometer nu aanwijst 1/8 is van het potentiaal - verschil dat er was toen de platen gescheiden werden door het vacuum.

De factor 1/8 is karakteristiek voor glas en hangt NIET af van het oorspronkelijke potentiaalverschil tussen de platen.
Vult men de ruimte tussen de platen op met mica, dan wordt het nieuwe potentiaalverschil 1/6 van het potentiaalverschil in het vacuum.

Hieruit besluiten we, dat de VELDSTERKTE in glas 1/8 is van de veldsterkte die er in het vacuum zou zijn, en de veldsterkte in mica 1/6 is van de veldsterkte die er in het vacuum zou zijn.

N.B. Wat volgt hieruit voor de capaciteit van de met glas opgevulde condensator?

Antw.: Verwaarlozen we de geringe ladingstoename aan de binnenoppervlakken van de platen, dan volgt:

$$\left.\begin{array}{l} Q_{in} \text{ onveranderd} \\ \Delta V^1 = 1/8\ \Delta V_{vac.} \end{array}\right\} C^1 = \frac{Q_{in}}{\Delta V^1} = \frac{Q_{in}}{1/8\ \Delta V_{vac}} =$$

$$8 . \frac{Q_{in}}{\Delta V_{vac}} = 8 .\ C_{vac.}$$

Conclusie: Door de ruimte tussen de condensatorplaten met glas op te vullen, wordt de capaciteit van de condensator 8 x zo groot. Met mica opgevuld wordt de cap. 6 x zo groot.

b) Algemene Conclusie: Vult men de ruimte tussen de condensatorplaten op met een diëlectricum, dan wordt de capaciteit van de condensator met een getal groter dan 1 vermenigvuldigd.
Dit getal duidt men aan met ε_r.
Dus:

$$\boxed{C^1 = \varepsilon_r \cdot C_{vac.}}$$

ε_r noemt men de relatieve diëlectriciteits-constante van dit diëlectricum.

N.B. Definitie: De relatieve diëlectriciteits-constante van een stof is de VERHOUDING van de capaciteit van een condensator met dezelfde stof als medium en de capaciteit van deze condensator in het vacuum.

Vraag: Wat wil zeggen: de relatieve diëlectriciteits-constante van barnsteen is 3?

c) Opmerkingen met betrekking tot ε_r.

α) De veldsterkte in het diëlectricum $E^1 = \frac{1}{\varepsilon_r} \cdot E_{vac.}$
ε_r is onafhankelijk van E_{vac} (mits E_{vac} niet ZEER groot is)
ε_r wordt bepaald door de "polariseerbaarheid" van het beschouwde diëlectricum. Voor een bepaald diëlectricum is de sterkte van het tegenveld t.g.v. de polarisatie recht evenredig met E_{vac} $[= (1 - \frac{1}{\varepsilon_r})\ E_{vac}]$

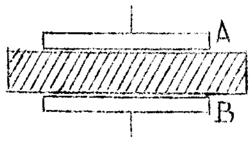
β) E_r is een verhoudingsgetal en heeft dus geen dimensie.

γ) Tabel:

Stof	ε_r	stof	ε_r	stof	ε_r
Glas	5 - 11	water	81,1	lucht	1,000585
eboniet	3	petrol.	2	H_2	1,000273
barnsteen	2,8	aethyl-alcohol	26	H_e	1,000074

5) <u>De algemene formule voor de capaciteit van een vlakke condensator.</u>

$$C = \varepsilon_r \, C_{vac} = \varepsilon_r \frac{O}{4\pi f.d} = \varepsilon_r \frac{\varepsilon_o O}{d} \text{ Farad}$$



dus: $\boxed{C = \varepsilon_r \frac{O}{4\pi f d} = \frac{\varepsilon_r \cdot \varepsilon_o \cdot O}{d} \text{ Farad}}$

Men stelt $\varepsilon_r \cdot \varepsilon_o = \varepsilon$

ε <u>noemt men DE diëlectriciteits-constante van het gegeven diëlectricum.</u>

dus:

$$\boxed{C = \frac{\varepsilon O}{d} \text{ Farad}}$$

<u>Opm:</u> ε_r is een <u>getal,</u> heeft GEEN dimensie.
ε is een grootheid, dimensie $\frac{C^2}{Nm^2}$

6) <u>De wet van Coulomb in een diëlectricum.</u>

De veldsterkte in een diëlectricum $E^1 = \frac{1}{\varepsilon_r} E_{vac}$.
Hieruit volgt:

$$F_{diël.} = \frac{1}{\varepsilon_r} F_{vac.} = \frac{f}{\varepsilon_r} \cdot \frac{Q_1 Q_2}{r^2} = \frac{4\pi f}{4\pi \varepsilon_r} \cdot \frac{Q_1 Q_2}{r^2} = \frac{1}{4\pi \varepsilon_r \varepsilon_o} \cdot \frac{Q_1 Q_2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{Q_1 Q_2}{r^2} \text{ N}$$

want $4\pi f = \frac{1}{\varepsilon_o}$

De algemene formule van Coulomb luidt dus:

$$\boxed{F = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{Q_1 Q_2}{r^2} \text{ Newton}}$$

7) <u>Het aantal getekende veldlijnen in een diëlectricum.</u>

Van +1 C gaan in een diëlec. $\frac{4\pi f}{\varepsilon_r}$ getekende veldl. uit $= \frac{1}{\varepsilon}$

Van +Q C gaan in een diëlec. $\frac{4\pi f}{\varepsilon_r} Q$ getekende veldl. uit $= \frac{Q}{\varepsilon}$

In − Q C dringen " " $\frac{4\pi f}{\varepsilon_r} Q$ getekende veldl. binnen $= \frac{Q}{\varepsilon}$

8) <u>Overzicht van de formules.</u> blz. 63

8) <u>Overzicht van de formules.</u>

Wet v. Coulomb → $F = \frac{f}{\varepsilon_r}\frac{Q_1Q_2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{Q_1Q_2}{r^2}$ Newton.

Get. veldlijnen → van +QC gaan uit $\frac{4\pi fQ}{\varepsilon_r} = \frac{Q}{\varepsilon}$ getekende veldlijnen

in − QC dringen binnen $\frac{4\pi fQ}{\varepsilon_r} = \frac{Q}{\varepsilon}$ getekende veldlijnen

Veldsterkte → $E_{diëlec} = \frac{1}{\varepsilon_r} E_{vac}$ $\frac{N}{C}$

Abs. potentiaal van een eenzame bol → $V_{abs} = \frac{f}{\varepsilon_r} \cdot \frac{Q}{r}$ Volt 1 Volt = 1 $\frac{\text{Joule}}{C}$

Capaciteit. → $C_{diëlec.} = \varepsilon_r C_{vac}$ Farad. 1 Farad = 1 $\frac{\text{Coulomb}}{\text{Volt}}$

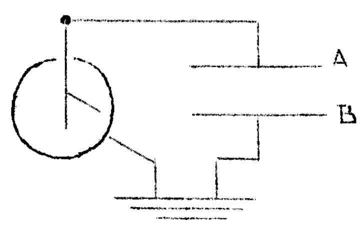
form. vlakke condensator → $E = \frac{1}{\varepsilon_r} \cdot \frac{4\pi fQ}{O} = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{O}$ $\frac{N}{C}$ (We stellen $Q_{in} = Q$)

→ $\Delta V = E.d = \frac{1}{\varepsilon_r} \cdot \frac{4\pi fQ}{O}$. d volt $= \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{Q}{O} \cdot$ d volt

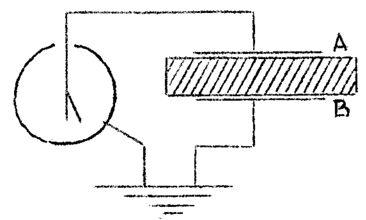
→ $C = \varepsilon_r \cdot \frac{O}{4\pi fd} = \varepsilon \cdot \frac{O}{d}$ Farad.

9) <u>Aantekening bij de sommen:</u>
Bij veel sommen krijgen we te doen met de volgende situatie:

vòòr



nà



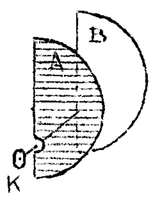
dan is

vòòr	nà
$Q_{stelsel} = Q_{\text{knop en blaadjes}} + Q_A$	$Q_{stelsel} = Q^1_{\text{knop blaadjes}} + Q^1_A$
$C_{stelsel} = C_{electr.} + C_{AB}$	$C^1_{stelsel} = C_{electr} + \varepsilon_r C_{AB}$
$V^{rel.}_{Stelsel}$ = Wat de electrometer aanwijst.	$V^1_{stelsel}$ = Wat de electrometer aanwijst.
$Q_{stelsel} = C_{stelsel} \times V_{stelsel}$	$Q_{stelsel} = C^1_{stelsel} \times V^1_{stelsel}$.
$= (C_{electr} + C_{AB})\ V_{stelsel}$	$= (C_{electr} + \varepsilon_r C_{AB})\ V^1_{stelsel}$.

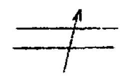
Par. 19 <u>Soorten van vlakke condensatoren.</u>

I <u>De plaat condensator.</u>

II <u>De draaibare condensator.</u>



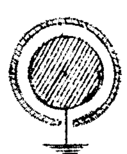
Door aan de knop K te draaien, kan men de hoek tussen de middellijnen van de platen A en B veranderen. Daarbij blijft B // A. Het "Condensatoroppervlak" O wordt daardoor veranderd. Aldus kan men de capaciteit van de condensator $C = \frac{\varepsilon_r O}{4\pi f d}$ variëren.
In een stroomschema wordt een draaicondensator aangegeven door:



III <u>De Blok-Condensator.</u>

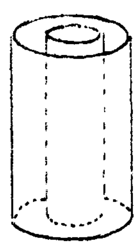
Par. 20 <u>Andere condensatoren.</u>

I <u>De Bol - condensator.</u>



De bol-condensator is een stelsel van twee concentrische metalen bollen.
De binnenste bol kan geaard worden.

II <u>De cilinder - condensator.</u>



De cilinder condensator is een stelsel van twee coaxiale metalen cilinders.
Hiertoe behoort de Leidse fles.

Par. 21 <u>Toepassingen van de condènsator.</u>

I Verzamelen van grote hoeveelheden electriciteit.

II Wisselstroom zuiveren van gelijkstroom (zie later)

III Trillingsketens (zie later)

Par. 22 <u>De energie van het electrische veld van een geladen geleider.</u>

<u>N.B.</u> 1) We beschouwen een willekeurig gevormde geleider A, eenzaam in het vacuum of in een diëlectricum. In deze situatie heeft A een bepaalde (absolute) capaciteit C Farad.
Heeft A de lading Q Coulomb ($\pm$), dan heeft A de absolute potentiaal $V = \frac{Q}{C}$ Volt, die + is als Q + is en - als Q - is.

We richten nu onze aandacht op het feit, <u>dat de (aether in de) ruimte ten gevolge van de lading van A in een heel speciale energietoestand verkeert.</u>
Deze energie is potentiële energie.
<u>DEZE ENERGIE NOEMT MEN DE ELECTRISCHE ENERGIE VAN HET VELD VAN DE GELADEN GELEIDER A</u> of kortweg: de electrische energie van de geladen geleider A.
We vragen nu naar de GROOTTE van deze energie.

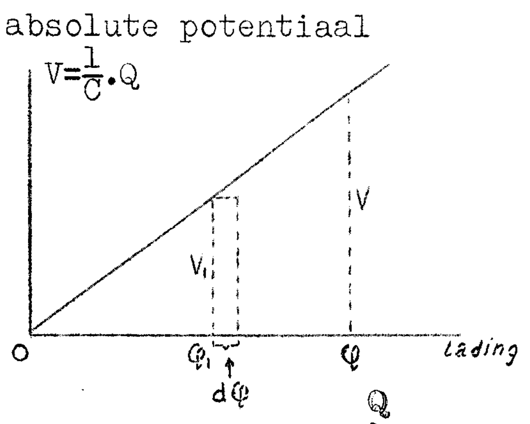
2) Volgens de wet van behoud van energie, is deze veldenergie gelijk aan de arbeid, <u>DIE WIJ HEBBEN MOETEN VERRICHTEN, OM DE GELEIDER DEZE LADING TE GEVEN.</u>

<u>Deze arbeid gaan we berekenen.</u>

<u>N.B.</u> 3) <u>Stelling:</u> Om een geleider de lading Q Coulomb en de daarbij, door de situatie bepaalde, absolute potentiaal van V volt te geven, moeten wij (op de aether) de arbeid verrichten van $\frac{1}{2}$ QV Joule.

<u>Bewijs:</u>

Bewijs: Om de moeilijkheden, die door het optreden van de influentie worden veroorzaakt, te elimineren, stellen we ons voor dat de lading Q in infinitesimaal kleine porties dQ vanaf het oneindige naar de geleider gebracht wordt.
Deze porties zijn zo klein, dat tijdens het transport van deze lading de potentiaal van de geleider niet stijgt, maar dat, zodra deze ladingsportie op de geleider is aangekomen, de absolute potentiaal met een infinitesimaal kleine sprong toeneemt tot de waarde, die de absolute potentiaal volgens $Q = C.V$ behoort te hebben.
We berekenen nu de totale arbeid door integreren:



$Q = C.V \longrightarrow V = \frac{1}{C} Q.$

Op een gegeven ogenblik heeft de geleider de lading Q_1 en de daarbij behorende absolute potentiaal V_1.
Om dan de ladingsportie dQ vanuit het oneindige naar de geleider te brengen, moeten WIJ de arbeid verrichten van:
$V_1 dQ$ Joule.
De arbeid, die wij in totaal moeten verrichten om de geleider in deze situatie de lading Q Coulomb te geven is dus:

$$W = \int_0^Q V dQ \text{ Joule} = \text{Opp } \triangle_{0}^{Q,V} = \tfrac{1}{2}\, Q\, V \text{ Joule.}$$

Conclusie: De arbeid die WIJ (op de aether) moeten verrichten om een geleider de lading Q Coulomb en de daarbij behorende absolute potentiaal V $(= \frac{1}{C} Q)$ volt te geven is:

$$\boxed{W = \tfrac{1}{2}\, Q\, V \text{ Joule.}}$$

4) Deze arbeid vinden we terug als electrisch A.v.P. van (de aether in) de ruimte, dus als electrische veld-energie.
Deze energie komt weer vrij als de geleider ontladen wordt.

Conclusie: Heeft een geleider de lading Q Coulomb en de absolute potentiaal V volt, dan heeft het electrische veld van deze geleider de energie:

$$\boxed{U_{elec.} = \tfrac{1}{2}\, Q\, V \text{ Joule.}}$$

5) Opmerkingen:

a) Als men een geleider een positieve lading geeft, wil dit zeggen, dat men electronen aan deze geleider onttrekt. In het geval, dat A positief geladen wordt, moeten we dus eigenlijk de arbeid berekenen, die wij in totaal (op de aether) moeten verrichten om de lading van de onttrokken electronen in infinitesimaal kleine porties vanaf A naar het oneindige te brengen. Ook dan vinden we $U_{el} = \frac{1}{2} QV$ Joule, want WISKUNDIG maakt het geen verschil of we een negatieve ladingsportie vanaf A naar het oneindige brengen of een (denkbeeldige) positieve ladings portie vanuit het oneindige naar A.

b) Met nadruk wijzen we er op, dat deze energie zetelt IN HET ELECTRISCHE VELD.
De energie dichtheid is het grootst op de plaatsen waar het veld het sterkst is.
De zegswijze, dat "de geladen geleider deze energie heeft" is dus onjuist.

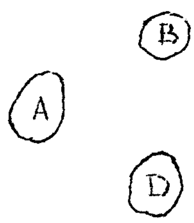
c) Of A zich in het vacuum of in een diëlectricum bevindt, komt tot uitdrukking in de waarde van de capaciteit van A. In een diëlectricum is de capaciteit van A ε_r x zo groot als in het vacuum.

Bij dezelfde lading Q Coulomb is de absolute potentiaal van A in het diëlectricum dus $\frac{1}{\varepsilon r}$ x de absolute potentiaal in het vacuum.
Bij dezelfde lading Q Coulomb is de energie van het veld van A dus $\frac{1}{\varepsilon r}$ x de energie van het veld van A in het vacuum.

6) Uitbreiding.

Gevraagd: De electrische energie van het electrische veld, dat de resultante is van meerdere geladen geleiders.

Oplossing: A, B en D zijn drie geleiders, die in deze situatie resp. de absolute capaciteiten C_A, C_B en C_D hebben.



A krijgt de lading $Q_A \longrightarrow V_A^{abs} = \frac{Q_A}{C_A^{abs}}$

B krijgt de lading $Q_B \longrightarrow V_B^{abs} = \frac{Q_B}{C_B^{abs}}$

D krijgt de lading $Q_D \longrightarrow V_D^{abs} = \frac{Q_D}{C_D^{abs}}$

We stellen ons voor, dat dit laden als volgt geschiedt: We verdelen de ladingen Q_A, Q_B en Q_D in een GELIJK AANTAL delen. Dit aantal is zo groot, dat de ladingsporties dQ_A, dQ_B en dQ_D allen infinitesimaal klein zijn.
Nu brengen we GELIJKTIJDIG een ladingsportie dQ_A vanuit het oneindige naar A, dQ_B naar B en dQ_D naar D enz.

De totale arbeid, die wij moeten verrichten om A de lading Q_A te geven is dan $\frac{1}{2} Q_A V_A^{abs}$ Joule.
De totale arbeid, die wij moeten verrichten om B de lading Q_B te geven is dan $\frac{1}{2} Q_B V_B^{abs}$ Joule.
De totale **arbeid**, die wij moeten verrichten om D de lading Q_D te geven is dan $\frac{1}{2} Q_D V_D^{abs}$ Joule.
In totaal moeten wij dus de arbeid verrichten:

$$W = \tfrac{1}{2} Q_A V_A^{abs} + \tfrac{1}{2} Q_B V_B^{abs} + \tfrac{1}{2} Q_D V_D^{abs} \text{ Joule.}$$

Deze energie vinden we weer terug als electrische energie van het veld.

Conclusie: De electrische energie van het resulterende veld van meerdere geladen geleiders is:

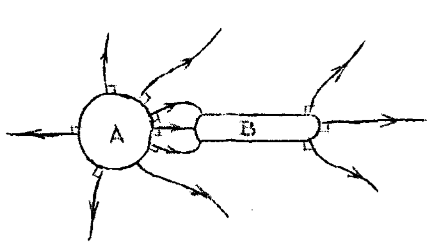
$$U_{el} = \tfrac{1}{2} Q_A V_A^{abs} + \tfrac{1}{2} Q_B V_B^{abs} + \tfrac{1}{2} Q_D V_D^{abs} + \ldots \text{Joule}$$

7) Opgave: Zie Schw. IV blz. 38 som 47.

8) Opmerkingen:

a) In de hogere natuurkunde wordt bewezen, dat deze algemene formule ook geldig is als zich in de buurt van een of meerdere geladen geleiders een neutrale geleider bevindt, die dan door influentie geladen wordt.

Voorbeeld:



A $\longrightarrow$ lading $+Q_A$ Coulomb.
absolute potentiaal V_A^{abs}

B $\longrightarrow$ linkerkant — $-Q_B$
rechterkant — $+Q_B$
abs.potentiaal V_B^{abs} $(< V_A^{abs})$

Gevr: De energie van het totale electrische veld.

Oplossing: blz. 67

Oplossing:

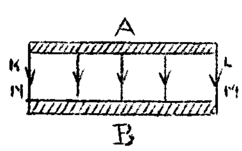
$$U_{el} = +\tfrac{1}{2}\, Q_A V_A^{abs} - \tfrac{1}{2}\, Q_B V_B^{abs} + \tfrac{1}{2}\, Q_B V_B^{abs} \text{ Joule}$$

dus:
$$\boxed{U_{el} = \tfrac{1}{2}\, Q_A V_A^{abs} \text{ Joule.}}$$

b) Schuiven we, in deze situatie, B naar A toe, dan daalt de potentiaal van A en wordt de electrische energie voorraad van het veld kleiner.
Dit is logisch! Immers: A en B trekken elkaar aan. Bij deze verplaatsing verricht het veld dus positieve arbeid ten koste van de potentieële veldenergie.

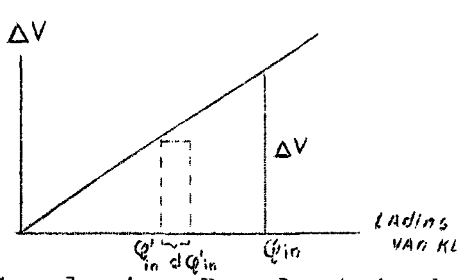
c) Opgave: Bereken de arbeid, die wij vanwege het electrische veld moeten verrichten, om B naar het oneindige te brengen.

Par. 23 <u>De electrische energie van het homogene veld tussen de platen van een condensator.</u>

1) 

We beschouwen het homogene veld KLMN van een vlakke condensator AB.
De lading van het binnenoppervlak KL is $+Q_{in}$ C.
De lading van het binnenoppervlak MN is $-Q_{in}$ C.

We stellen ons voor, dat dit homogene veld ontstaan is, door infinitesimaal kleine negatieve ladingsporties van KL naar MN of <u>denkbeeldige</u> infinitesimaal kleine <u>positieve</u> ladingsporties van MN naar KL te brengen.



$Q_{in} = C.\, \Delta V \longrightarrow \Delta V = \frac{1}{C}\, Q_{in}$
Door toepassing van dezelfde bewijsvoering als in Par. 22 punt 3) vinden we:

$W = \frac{1}{2}\, Q_{in} \cdot \Delta V$ Joule.

<u>Conclusie:</u> De electrische energie van het homogene veld tussen de platen van een condensator is:

$$\boxed{U_{el} = \tfrac{1}{2}\, Q_{in} \times \Delta V \text{ Joule.}}$$

Hierin is: <u>Q_{in}</u> de lading aan het binnenoppervlak van de plaat met de hoogste pot. in Coulomb.
<u>ΔV</u> het potentiaal <u>VERSCHIL</u> tussen de platen, in Volt.

2) <u>Opmerkingen:</u>

a) Als zich tussen de platen een diëlectricum bevindt, is het potentiaalverschil tussen de platen bij dezelfde Q_{in} gelijk aan $\frac{1}{\varepsilon_r} \times \Delta V_{vac}$.
De energie van het homogene veld neemt dus af, als men de ruimte tussen de platen opvult met een diëlectricum. Dit is duidelijk, want het electrische veld moet arbeid verrichten om het diëlectricum te polariseren.

b) Bij de <u>sommen</u> doen we of Q_{in} de totale lading van plaat A is.

c) Opgave: Leid de formule $U_{el} = \frac{1}{2}\, Q_{in} \cdot \Delta V$ Joule af, uitgaande van de algemene formule van Par. 22 punt 6).

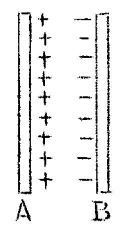
3) Met behulp van de formules voor de vlakke condensator kunnen we de formule $U_{el} = \frac{1}{2} Q_{in} \cdot \Delta V$ Joule omwerken:

$$U_{el} = \frac{1}{2} Q_{in} \cdot \Delta V = \frac{1}{2} Q_{in} \cdot E \cdot d = \frac{1}{2} Q_{in} \cdot \frac{4\pi f \cdot Q_{in}}{\varepsilon_r O} \cdot d = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q_{in}^2}{\varepsilon \cdot O} \cdot d \text{ Joule}$$

dus: $$U_{el} = \frac{1}{2} \frac{Q_{in}^2}{\varepsilon \cdot O} \cdot d \text{ Joule}$$

Par. 24) De aantrekkingskrachten tussen de platen van een plaatcondensator

1)

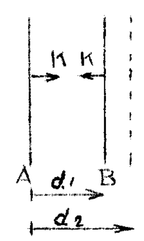


De binnenoppervlakken van de platen van een plaatcondensator zijn gelijk en tegengesteld geladen.

Conclusie: De platen van een vlakke condensator trekken elkaar aan. De aantrekkende krachten zijn gelijk en tegengesteld gericht.

We zullen deze krachten aanduiden met de letter K.

2) Berekening van K.



We doen de volgende gedachten proef:

We verschuiven de plaat B een infinitesimaal klein stukje van de plaat A af. Deze verplaatsing is zo gering, dat Q_{in} daardoor niet verandert. Het veld tussen de platen blijft dan even sterk $\rightarrow$ de grootte van K zal bij deze verschuiving dus ook niet veranderen.

Bij deze verschuiving moeten wij arbeid verrichten:
$W = K (d_{II} - d_I)$ Joule.

Deze arbeid vinden we terug als electrische energie van het veld.

$$U_{II} = \frac{1}{2} \frac{Q_{in}^2}{\varepsilon O} \cdot d_{II} \text{ Joule}$$

$$U_{I} = \frac{1}{2} \frac{Q_{in}^2}{\varepsilon O} \cdot d_{I} \text{ Joule}$$

$$\Delta U = \frac{1}{2} \frac{Q_{in}^2}{\varepsilon O} \cdot (d_{II} - d_I) \text{ Joule}$$

Maar: $\Delta U = W = K (d_{II} - d_I)$ Joule

dus: $$K (d_{II} - d_I) = \frac{1}{2} \frac{Q_{in}^2}{\varepsilon O} (d_{II} - d_I)$$

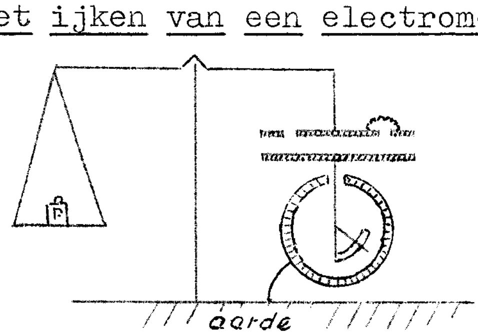
dus: $$\boxed{K = \frac{1}{2} \frac{Q_{in}^2}{\varepsilon O} \text{ Newton.}}$$

3) Deze formule omwerken.

$$K = \frac{1}{2} \frac{Q_{in}^2}{\varepsilon O} = \frac{1}{2} \frac{C^2 \Delta V^2}{\varepsilon O} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon^2 O^2}{\varepsilon_{d^2}} \cdot \frac{\Delta V^2}{O} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon O}{d^2} \Delta V^2 \text{ Newton.}$$ Dus:

$$\boxed{K = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon O}{d^2} \Delta V^2}$$

Par. 25 Het ijken van een electrometer.



Met behulp van een zeer gevoelige hefboom balans bepalen we de kracht K.

$K = P \cdot g$ Newton.

P in kg*

g in $^{m}/\sec^2$

dus:
$$P \cdot g = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon O}{d^2} \cdot \Delta V^2$$

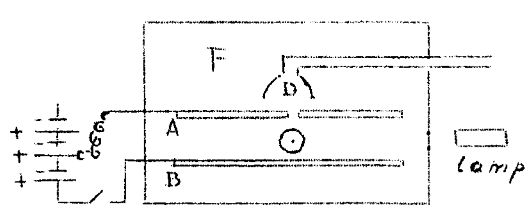
zijn P, g, ε, 0 en d bekend, dan kunnen we uit deze formule berekenen hoe groot bij deze wijzerstand, het potentiaalverschil is tussen de "knop" en het omhulsel van de electrometer.

Opmerking: We zullen nog een andere methode leren kennen om een electrometer te ijken. Bij deze methode speelt ε geen rol.
Hebben we de electrometer volgens die methode geijkt, dan kunnen we volgens bovenstaande methode ε_0 en ε_r bepalen.

Par. 26 De proef van Millikan. (Robert Andrew Millikan. 1868 - 1953)

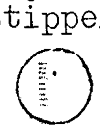
1) In par. 4 blz. 9 hebben we een beknopt overzicht gegeven over de tegenwoordige opvatting van de electrische opbouw der materie. Zoals daar uiteen werd gezet, bestaan volgens deze opvatting de neutrale atomen uit de positief geladen atoomkern met lading + Ze (Z = atoomnummer, e = de elementaire lading), waaromheen zich Z satellietelectronen met ieder de lading - e bewegen.
Iedere stof is opgebouwd uit atomen of complexen van atomen, de moleculen. Een lichaam laden wil zeggen electronen aan dit lichaam toevoeren of onttrekken.
Iedere lading en iedere ladingsverandering moet volgens de moderne opvatting een veelvoud van de elementaire lading bedragen. Millikan is de eerste natuurkundige geweest, die dit op overtuigende wijze experimenteel bewezen heeft en bovendien de grootte van de elementaire lading e nauwkeurig kon bepalen.

2) De opstelling van de proef.



A en B zijn twee horizontale condensator platen. Het potentiaalverschil tussen A en B kan men variëren.
In de ruimte P boven A wordt door een zijbuis lucht geblazen, die zeer kleine oliedruppels bevat. Deze oliedruppels zijn door wrijving met de wand van de buis een weinig geladen.

Door een fijne opening in de plaat A kunnen deze oliedruppels in de ruimte tussen de platen komen.
De druppels worden zijdelings sterk verlicht en met behulp van een kijker, waarvan de as ⊥ op het vlak van tekening, als lichtgevende stippen op een donkere achtergrond waargenomen. ⊙



Een schaalverdeling in de kijker maakt het mogelijk de weg te bepalen, die het druppeltje in een bepaald tijdsinterval in verticale richting aflegt.
Men observeert nu een bepaald druppeltje.

3) De proef.

Deel I Men regelt het potentiaalverschil tussen de platen zò, dat het oliedruppeltje ZWEEFT.

E.g Newton

m.g Newton

Dan is: m.g = E.g (1)

hierin is m de massa van de druppel in kg*

g de valversnelling in $\frac{m}{sec^2}$

E de veldsterkte = $\frac{\Delta V}{d}$ $\frac{N}{C}$

q de lading van de oliedruppel.

Deel II De moeilijkheid is nu om m te bepalen. Het druppeltje is zo klein, dat men de straal niet rechtstreeks kan meten.
Men schakelt nu het veld uit, zodat alleen de zwaartekracht op het druppeltje werkt.
In het vacuum zou het druppeltje een eenparig versnelde valbeweging krijgen. Tussen de platen bevindt zich echter lucht. Derhalve speelt bij deze val de wrijving met de lucht een grote rol.
Men kan bewijzen, dat deze wrijving tot gevolg heeft, DAT DE VALBEWEGING EENPARIG IS.

De natuurkundige STOKES heeft een formule afgeleid, waaruit de straal van het druppeltje (bolvormig!) kan berekend worden ALS DE EENPARIGE VALSNELHEID BEKEND IS.

Men meet dus de eenparige valsnelheid ($\frac{\Delta h}{\Delta t}$) van het druppeltje.
Met de formule van Stokes berekent men r uitgedrukt in meter. Dan volgt de massa van het druppeltje uit:

$$m = \frac{4}{3}\pi r^3 \,.\, S \text{ kg}^* \quad (2)$$

Hierin is S de soortelijke massa ($\frac{kg^*}{m^3}$) bij de heersende temp.

Deel III Daar g en E bekend zijn, kan men nu uit (1) en (2) de lading van het oliedruppeltje berekenen.

Deel IV Nu gaat men de lading van het oliedruppeltje veranderen.

Dit doet men als volgt: Men bestraalt de lucht tussen de condensatorplaten met een radio actief preparaat. De lucht wordt daardoor geioniseerd.
Het druppeltje vangt nu en dan een ion op, waardoor de lading verandert. Men herhaalt de proef dan bij veranderde lading van de druppel.

Deel V Resultaat: De waargenomen ladingen van de druppel zijn steeds VEELVOUDEN van een bepaalde kleinste lading.
Deze kleinste lading heeft de waarde $1,6.10^{-19}$C.

N.B. Conclusie: I De electrische lading komt slechts voor in veelvouden van een bepaalde hoeveelheid e.

II $e = 1,6.10^{-19}$ Coulomb.

III De lading van een electron is $-1,6.10^{-19}$ Coulomb.

Henric van Veldeke College

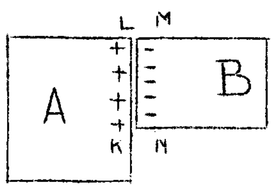
Maastricht

HOOFDSTUK II

ELECTRISCHE STROMEN.

Par. 1 Potentiaal-sprongen.

1)



Brengt men twee ongeladen lichamen van verschillende stoffen (in de figuur schematisch aangegeven door A en B) met elkaar in aanraking, zò dat de afstand tussen de contactoppervlakken KL en MN van de grootte orde der moleculen is, dan krijgen deze lichamen in het algemeen verschillende potentialen.
Aan de ene kant van de grenslaag KLMN heeft de potentiaal dan een hogere waarde dan aan de andere kant. Daar deze grenslaag zeer dun is, spreekt men hier van een potentiaal-SPRONG tussen A en B.
In de grenslaag zelf heerst een zeer sterk electrisch veld, waarvan de veldlijnen gericht zijn van het contactoppervlak met de hoogste potentiaal naar het contactoppervlak met de laagste potentiaal. In de figuur van KL $\rightarrow$ MN.
De OORZAAK van deze potentiaalsprong moet, wat de VASTE STOFFEN betreft, gezocht worden in het feit, dat de atoomkernen van de ene stof (B) grotere krachten op de electronen uitoefenen dan de atoomkernen van de andere stof (A). De kernen van MN oefenen op de electronen van KL grotere krachten uit dan de kernen van KL, met het gevolg, dat er door de grenslaag KLMN electronen van KL $\rightarrow$ MN gaan. De evenwichtstoestand treedt in als het electrische veld in de grenslaag zo sterk geworden is, dat de aantrekkende krachten van de kernen van MN op de electronen van KL, niet meer in staat zijn om de electronen van KL door het grensveld KLMN te trekken.
In de evenwichtstoestand heeft het electrische veld in KLMN een heel bepaalde sterkte en bestaat er dus een HEEL BEPAALD potentiaal verschil tussen KL en MN. Dit potentiaal verschil is de potentiaalsprong tussen A en B.
Deze potentiaalsprong is vanzelfsprekend afhankelijk van de soort der stoffen.
Voor ons is het van belang vast te stellen, dat deze potentiaalsprong ONAFHANKELIJK is van de grootten der contactoppervlakken KL en MN.
Bij de aanraking van een METAAL en een VLOEIBARE GELEIDER wordt de potentiaalsprong in het grensvlak veroorzaakt door het verschijnsel, dat een aantal metaalIONEN in het electrolyt worden getrokken terwijl de electronen in het metaal achter blijven.
Ook nu is de potentiaalsprong onafhankelijk van de grootten der contactoppervlakken.
Tussen twee verschillende vloeistoffen, die door een poreuse wand van elkaar gescheiden zijn, kunnen ook potentiaalsprongen optreden.

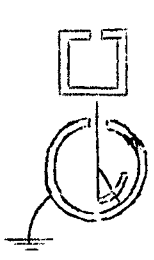
2) Voorbeelden:

Twee isolatoren: a) glas en zijde $\rightarrow$ glas +, zijde −
b) eboniet en kattevel $\rightarrow$ eboniet −, kattevel +

Opmerking: α) De ervaring leert, dat de isolator met de grootste ε_r positief geladen wordt. Dit is ook begrijpelijk, Als in stof A ε_r groter is dan in B, dan gaan in A van +1 Coulomb minder veldlijnen uit dan in B.

Immers: $\dfrac{4\pi f}{\varepsilon_r^A}$ is dan < dan $\dfrac{4\pi f}{\varepsilon_r^B}$

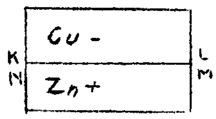
De kernen in B oefenen dan een grotere kracht uit op de electronen dan de kernen van A.



β) Dat de isolatoren bij aanraking gelijk en tegengesteld geladen worden, kan proefondervindelijk worden aangetoond met de z.g. BEKER-ELECTROMETER (zie blz. 32)
Breng de isolatoren achtereenvolgens in de beker.

De electrometer vertoont dan in beide gevallen dezelfde uitslag. Uit $Q = C.V$ volgt dan, dat Q in beide gevallen even groot is.

II) Twee metalen.



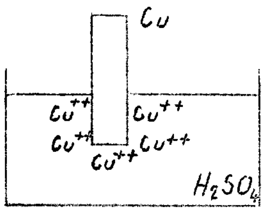
Brengt men een koper plaat in innig contact met een zink plaat, dan stromen er electronen door de grens laag van zink ⟶ koper, totdat er tussen de platen (die ieder een equipotentiaalruimte vormen) een heel bepaald potentiaalverschil is ontstaan. In de grenslaag KLMN treedt dus een potentiaalsprong op. Deze potentiaalsprong is afhankelijk van:

a) de soort der metalen.
b) VAN DE TEMPERATUUR.
c) van het feit of de platen blootgesteld zijn aan vochtige lucht of dat de platen volkomen droog zijn. In het eerste geval is de potentiaalsprong veel groter dan in het tweede geval.

Opmerking: Dat bij metalen de potentiaalsprong toeneemt bij stijgende temperatuur is niet zo vreemd als men "op het eerste oog" wellicht denkt.
Bij hogere temperatuur hebben de vrije electronen immers meer bewegingsenergie ($\frac{1}{2} mV^2 = \frac{3}{2} kT$), zodat ze gedeeltelijk "op eigen kracht" het electrische veld in de grenslaag KLMN kunnen trotseren.

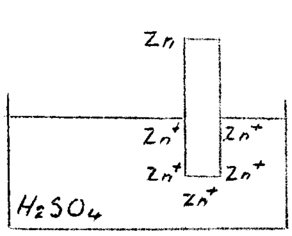
III) Metaal en vloeibare geleider.

a) Een koperplaat in verdund zwavelzuur.



Plaatst men een Cu-plaat in verdund zwavelzuur, dan worden er Cu^{++} ionen van de koperplaat in de oplossing getrokken, terwijl de vrije electronen in de koperplaat achterblijven. Het electrolyt wordt daardoor positief, de koperplaat negatief geladen.
De evenwichtstoestand wordt bereikt als de potentiaal van het electrolyt, dat een equipotentiaalruimte vormt, ongeveer 0,5 Volt hoger is dan de potentiaal van de koperplaat, die ook een equipotentiaalruimte vormt.
In de grenslaag tussen het electrolyt en de koperstaaf treedt dus een potentiaalsprong van ongeveer 0,5 Volt op.
Deze potentiaalsprong is afhankelijk van de concentratie van het H_2SO_4.
De potentiaalsprong is onafhankelijk van de grootten der contact-oppervlakken.

b) Een zink-plaat in verdund zwavelzuur.



Z_n^+ ionen worden van de Z_n-plaat in de oplossing getrokken, terwijl de vrije electronen in de Z_n-plaat achter blijven.
De evenwichtstoestand wordt bereikt als de potentiaal van het electrolyt, dat een equipotentiaal ruimte vormt, ongeveer 1,5 Volt hoger is dan de potentiaal van de zinkplaat, die eveneens een equipotentiaal ruimte vormt.
In de grenslaag tussen het electrolyt en de zinkplaat treedt dus een potentiaalsprong op van ongeveer 1,5 Volt.
Deze potentiaalsprong is afhankelijk van de concentratie van het H_2SO_4, maar onafhankelijk van de grootten der contact - oppervlakken.

Opmerking: α) De nauwkeurige verklaring van het feit dat de ionen van het metaal in het electrolyt worden getrokken, ligt op het terrein van de scheikunde. Natuurkundig kunnen we aan het bovenstaande nog het volgende toevoegen: Nemen we aan, dat de waterdipolen en de en de ionen van het electrolyt samen evengrote lostrekkende krachten uitoefenen op de ionen van twee verschillende metalen, dan zal de potentiaalsprong het grootst zijn in de grenslaag met dat metaal waarvoor de samenhang tussen de metaalionen en de vrije electronen het kleinst is, dus bij het minst edele van detwee beschouwde metalen.

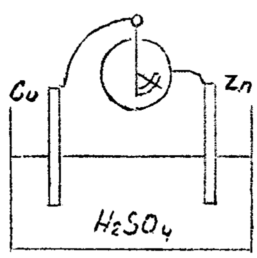
β) Neemt men een ander electrolyt dan H_2SO_4, dan hebben de potentiaalsprongen een andere waarde.

Eind-conclusie: I) Brengt men twee verschillende stoffen met elkaar in aanraking, dan treedt er in de grenslaag een potentiaal-SPRONG op, waarvan de grootte op de eerste plaats afhangt van de soort der stoffen.
II) De grootte van de potentiaalsprong is echter onafhankelijk van de grootten der contactoppervlakken.
III) Deze potentiaalsprongen zijn NATUUR-CONSTANTEN: de natuur zal er altijd en onder alle omstandigheden naar streven om de, bij deze omstandigheden behorende, potentiaalsprongen te handhaven.

Par. 2 Element van Volta.

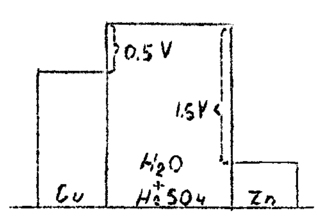
Het woord element betekent hier spanningsbron of stroombron.

A: Het OPEN element.



In een vat dat gevuld is met verdund zwavelzuur plaatsen we een koperplaat en een zinkplaat op enige afstand van elkaar. Als de evenwichtstoestand is ingetreden, is de koperplaat een equipotentiaalruimte, de zinkplaat een equipotentiaalruimte en het electrolyt een equipotentiaalruimte. De potentiaal van de koperplaat is (ongeveer) 0,5 Volt lager dan de potentiaal van het electrolyt; de potentiaal van de zinkplaat is (ongeveer) 1,5 Volt lager dan de potentiaal van het electrolyt.

Grafisch kunnen we de situatie als volgt in beeld brengen:



De blokken geven aan, dat iedere geleider een equipotentiaalruimte vormt (N.B. De veldsterkte IN het koper, IN het electrolyt en IN het zink is dus NUL)
Het hoogteverschil tussen de blokken stelt het verschil in potentiaal voor.
De breedte van de blokken stelt de electrische weerstand van de geleiders voor. (zie later)

Uit de grafiek lezen we af:

$$V_{Cu} - V_{Zn} = (V_{H_2SO_4} - V_{Zn}) - (V_{H_2SO_4} - V_{Cu})$$

Kennen we aan de potentiaalsprong tussen het electrolyt en het zink een +teken toe, en aan de potentiaalsprong tussen het electrolyt en het koper een - teken, dan volgt:

$V_{Cu} - V_{Zn}$ = de algebraïsche som der potentiaalsprongen.

In het komende zal blijken, dat deze algebraïsche som der potentiaalsprongen de OORZAAK is van een BLIJVENDE electrische stroom, als we de koper en zink plaat door een draad verbinden.
Daarom noemt men deze algebraïsche som der potentiaalsprongen de ELECTRO - MOTORISCHE - KRACHT van het element, aangeduid door E_{mk}
Dus:

$$\boxed{E_{mk} = \text{algebraïsche som der potentiaal-sprongen.}}$$

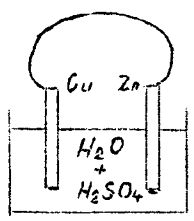
N.B. De E_{mk} is ONAFHANKELIJK van:

I) de afmetingen der platen.
II) de grootten der contactoppervlakken met het electrolyt.
III) de afstand der platen.

Opmerking: a) Bij het element van Volta is de Emk = 1 Volt.

b) Als het element OPEN is, is de Emk gelijk aan het potentiaalVERSCHIL tussen de koperplaat en de zink - plaat.

B: Het GESLOTEN element.



We verbinden de koperplaat door middel van een (koper)draad met de zinkplaat.
Er is nu een gesloten kring ontstaan. Daarom noemt men nu het element GESLOTEN.

We vragen:

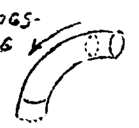
a) Welk gevolg heeft dit sluiten voor de sluitdraad?

Antw: De koperplaat had vòòr het sluiten van het element een hogere potentiaal dan de zinkplaat.
Op het ogenblik dat de sluitdraad in contact komt met de platen bestaat er dus een potentiaalverschil tussen de uiteinden van de draad. (De eventuele potentiaalsprongen tussen het metaal van de draad en de metalen der platen zijn zeer klein t.o.v. het potentiaalverschil tussen de koper en de zinkplaat).

In de draad ontstaat dus een electrisch veld waarvan de veldlijnen gericht zijn van de Cu-plaat naar de Zn-plaat. Op ieder electron in de draad begint een veldkracht te werken, die gericht is van de Zn-plaat ⟶ Cu-plaat.

Gevolg: DE VRIJE ELECTRONEN IN DE KOPERDRAAD GAAN IN HUN GEHEEL BEWEGEN IN DE RICHTING VAN DE KOPERPLAAT.

bewegings-richting der electr.



We vestigen er de aandacht op, dat de vrije electronen IN HUN GEHEEL, dus als een onsamendrukbare vloeistof, gaan bewegen in de richting van de koperplaat. (te vergelijken met de beweging van de tandpasta in een tube.)

Men zegt: IN DE SLUITDRAAD TREEDT EEN ELECTRISCHE STROOM OP.

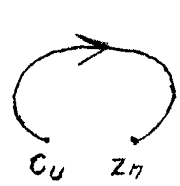
b) Wat verstaat men onder de stroom-RICHTING?

Antw: Toen het verschijnsel electrische stroom werd ontdekt, wist men wel DAT er iets in de sluitdraad bewoog, maar niet WAT er bewoog en IN WELKE RICHTING dit bewoog.
Men vond het toen logisch, dat "de electrische stof" zich bewoog van HOOG POTENTIAAL NAAR LAAG POTENTIAAL.
Men zei dus, dat de electrische stroom in de sluitdraad gericht was van de KOPERPLAAT NAAR DE ZINKPLAAT.
Toen men na 1890 begreep, dat een electrische stroom in een draad bestaat uit een beweging van de vrije electronen van laag potentiaal naar hoog potentiaal, heeft men wat de stroomrichting betreft, vast gehouden aan de bestaande traditie.

Concl: Hoewel de vrije electronen in de sluitdraad als een onsamendrukbare vloeistof bewegen van laag potentiaal naar hoog potentiaal zegt men, DAT DE ELECTRISCHE STROOM GERICHT IS VAN HOOG POTENTIAAL NAAR LAAG POTENTIAAL.
Dus in de sluitdraad van de koper-plaat naar de zinkplaat.

Opmerking: De stroomrichting geeft dus de richting aan VAN WAARUIT de electronen komen.
Iets dergelijks doet men in het dagelijkse leven, als men de windrichting aangeeft: "Noorden-wind" wil zeggen, dat de lucht vanuit het noorden komt!

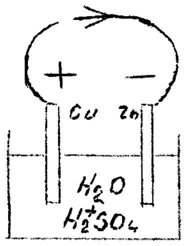
c) Hoe wordt de stroomrichting in de figuur aangegeven?



Antw: Door een pijl te plaatsen in de lijn die de sluitdraad aangeeft. Deze pijl wijst in de richting van waaruit de electronen komen: De pijl wijst dus van hoog potentiaal naar laag potentiaal.

d) Hoe geeft men in de figuur aan, dat de koperplaat een hogere potentiaal heeft dan de zink-plaat?

Antw: Door boven de koperplaat een + teken en boven de zink plaat een - teken te plaatsen. Zie nevenstaande figuur.



Benamingen:

α) De beide platen heten ELECTRODEN (hodos = weg; electrode = weg der electriciteit)

β) De boven het electrolyt uitstekende uiteinden van de platen heten de POLEN van het element.

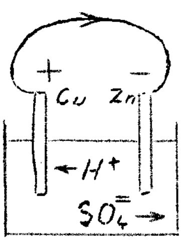
γ) De contactpunten van de sluitdraad met de polen heten de KLEMMEN.

e) Zodra dus de polen van het element door een draad verbonden zijn, treedt er in de sluitdraad een electrische stroom op, die gericht is van + ⟶ - .
Wat "wil" deze stroom?

Antw: Deze stroom wil bereiken, dat de potentiaal van de Cu-pool zoveel daalt en de potentiaal van de Zn-pool zoveel stijgt, dat de SLUITDRAAD EEN EQUIPOTENTIAAL-RUIMTE WORDT . Dit zou immers ook gebeuren, als we een koperen lichaam met bepaalde potentiaal via een draad verbonden met een zinken lichaam met lagere potentiaal.

f) Welk gevolg heeft deze stroom voor het electrolyt?

Antw: Indien deze stroom "haar zin kreeg" zou de potentiaalsprong tussen het koper en het electrolyt te groot en de potentiaalsprong tussen het zink en het electrolyt te klein worden.
De natuur streeft er naar om de natuurlijke potentiaalsprongen te handhaven.



Er zal dus iets moeten gebeuren, dat er op gericht is de potentiaal van de koper-plaat weer te verhogen (electronen afhalen) en de potentiaal van de zinkplaat weer te verlagen (electronen toevoeren.)
Dit geschiedt door middel van een IONENBEWEGING IN HET ELECTROLYT:

H^+- ionen bewegen naar de Cu-plaat en halen daar electr. vanaf.
$SO_4^=$- ionen bewegen naar de Zn-plaat en brengen daar electr. naar toe.

Overzicht van hetgeen er nu gebeurt:

Aan de Cu-plaat	in het electrolyt	Aan de Zn-plaat.
H^+-ionen halen electronen van de Cu-plaat af.		$SO_4^=$ - ionen brengen electronen naar de Zn-plaat
$2H^+ + 2(-) \rightarrow 2H$ $2\ H \rightarrow H_2$ De Cu-plaat wordt bedekt met waterstof.	ionen beweging ← H^+ $SO_4^=$ →	$SO_4^= \rightarrow SO_4 + 2\ (-)$ $SO_4 + Zn \rightarrow ZnSO_4$ Een gedeelte van de Zn-plaat gaat in oplossing.

Deze ionenbeweging is zo intensief, dat de potentiaalsprongen aan de electroden gehandhaafd blijven.

g) Welk gevolg heeft dit handhaven van de potentiaalsprongen aan de electroden voor de gesloten kring?

Antwoord: Dit handhaven van de potentiaalsprongen heeft tot gevolg, dat er in de kring GEEN ELECTROSTATISCH EVENWICHT kan ontstaan: tussen de uiteinden van de sluitdraad blijft een potentiaalverschil bestaan.

Conclusie: blz. 76

Conclusie: Het streven van de natuur om de potentiaalsprongen tussen het electrolyt en de metalen der electroden te handhaven, heeft tot gevolg DAT ER IN DE GESLOTEN KRING EEN BLIJVENDE STROOM OPTREEDT: In de metalen een electronen-beweging van laag naar hoog potentiaal; in het electrolyt een ionen-beweging.

Opm. α) Dat er in deze gesloten kring een stroom optreedt wordt veroorzaakt door de vrije electronen in de metalen en de ionen in het electrolyt.
Dat deze stroom BLIJVEND is, wordt veroorzaakt door het streven van de natuur om de potentiaal-sprongen te handhaven.

β) Als het element gesloten is, zijn de koperplaat, het electrolyt en de zinkplaat geen equipotentiaal-ruimten meer! We komen hier op terug.

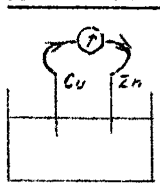
h) Uit het dagelijkse leven is ons bekend, dat een electrische stroom o.a. een warmtewerking heeft. Waar komt deze energie vandaan?

Antw: Bij het handhaven van de potentiaalsprongen gaat scheikundige energie verloren. Deze energie vinden we terug als electrische energie van de stroom.

Eindconclusie: Het element van Volta is een gelijkstroombron met een Emk = 1 Volt.
De stroom wordt onderhouden door het streven van de natuur om de potentiaalsprongen tussen het electrolyt en de metalen der electroden te handhaven.
De energie van de stroom wordt verkregen door een omzetting van scheikundige energie in electrische energie

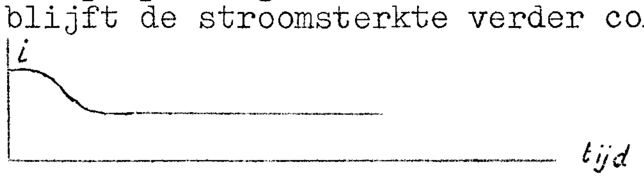
Par. 3 Welk gevolg heeft de waterstof-bedekking van de koperplaat voor de stroom?

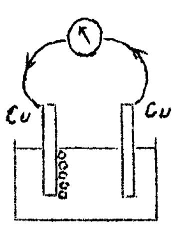
Antwoord:



Sluiten we het element via een gevoelig stroommeetinstrument, dan constateren we het volgende:

I) In het tijdsinterval, dat de koperplaat met waterstof bedekt wordt neemt de stroomsterkte af. Is de koperplaat geheel met waterstof bedekt, dan blijft de stroomsterkte verder constant.





II) Vegen we het waterstofgas van de koperplaat af, dan neemt de stroomsterkte weer haar beginwaarde aan.

III) Als de Cu-plaat met waterstof bedekt is, vervangen we de Zn-plaat door een blanke Cu-plaat. De stroommeter wijst nu een stroom in tegengestelde richting aan.

Concl: De waterstofbedekking veroorzaakt een tegen-stroom. Deze tegenstroom noemt men polarisatie-stroom.

Conclusie: De waterstofbedekking van de Cu-pool in het gesloten element van Volta heeft een ACTIEVE WERKING: Deze waterstofbedekking wil een tegenstroom opwekken, met het gevolg, dat de hoofdstroom afneemt zodra de Cu-pool met waterstof wordt bedekt.
Deze tegenstroom heet polarisatiestroom.

Par. 4 Andere elementen.

Het element van Volta is een bijzonder geval van de z.g. Galvanische elementen.

(Aloisio Galvani, 1737 - 1798, professor in de Anatomie te Bologna)

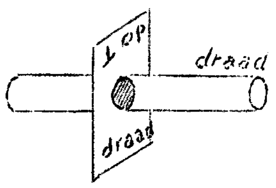
Iedere stroombron, die is samengesteld uit twee verschillende metalen die in een vloeibare geleider staan, noemt men een galva-

nisch element of kortweg element.
Het aantal mogelijke galvanische elementen is zeer groot, maar slechts enkele hebben waarde voor de praktijk.

We vermelden: a) Het droog element (Leclanché-element. 1868)
Emk = 1,5 Volt (zie Schw.II blz.144)
b) De accu (Schw. II blz. 144)

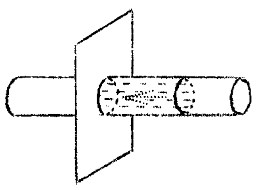
Par. 5 Stroom-Sterkte.

1) De doorsnede van een draad.



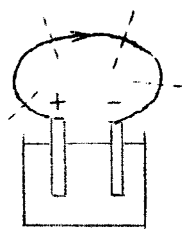
Onder de doorsnede van een draad verstaat men het oppervlak van de loodrechte doorsnede.
Is deze loodrechte doorsnede een cirkel, dan is de doorsnede = oppervlak = r^2 m^2
Opmerking: Verwar de doorsnede van een draad niet met de middellijn van de cirkelvormige doorsnede.

2) De definitie van de stroomsterkte.



Definitie: Onder de stroomsterkte in een draad verstaat men het AANTAL COULOMB van de lading die PER SECONDE door een doorsnede van de draad stroomt.
De dimensie van de stroomsterkte = $\frac{\text{Coulomb}}{\text{sec.}}$

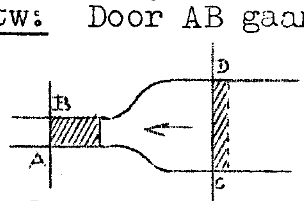
3)



Plaatst men in een onvertakte stroomkring meerdere stroommeters, dan leert de ervaring dat deze allen DEZELFDE stroomsterkte aanwijzen. m.a.w.:
Door iedere doorsnede, waar men deze ook neemt gaat per seconde DEZELFDE HOE-VEEL-HEID lading.
De electronen van het electronengas bewegen dus ALS EEN ONSAMENDRUKBARE vloeistof.

N.B. Dit onomstotelijke ervaringsfeit, dat door iedere doorsnede van de onvertakte kring per sec. dezelfde hoeveelheid lading gaat, zullen we in de theorie aannemen bij wijze van axioma.

4) Vraag: Zegt het begrip stroomsterkte iets over de snelheid der vrije electronen?
Antw: Door AB gaan per sec. hetzelfde aantal vrije electronen als door CD.



De snelheid der electronen die AB passeren is dus groter dan de snelheid der electronen die CD passeren, de stroomsterkte is echter voor iedere doorsnede even groot.
Concl: De stroomsterkte als zodanig, zegt NIETS over de snelheid van de vrije electronen.

5) Vraag: Wat zou er met de stroomsterkte in de onvertakte kring gebeuren, als men een stukje van de sluitdraad verving door een slechte geleider?

Antw: Dan zou de stroomsterkte in ieder punt van de stroom - kring hetzelfde bedrag kleiner worden!
Populair gezegd: Als de stroom ergens "klem" zit, zit deze overal klem!

6) De eenheid van stroomsterkte is 1 Ampère (1 Amp.)
(Andre, Marie Ampère; 1775 - 1836; veelzijdig genie; was zijn tijd 100 jaar vooruit; de terechtstelling van zijn vader als aristocraat, de vroege dood van zijn vrouw en religieuze twijfel hebben hem diep aangegrepen.)

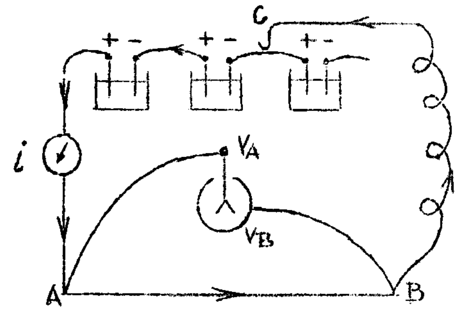
Definitie: Een stroom heeft een sterkte van 1 Ampère als per sec. 1 Coulomb electriciteit door een doorsnede van een draad gaat.

$$\boxed{1 \text{ Amp.} = 1 \ \frac{\text{Coulomb.}}{\text{per sec. door een doorsnede.}}}$$

Par. 6 De eerste wet van Ohm. (Georg Simon Ohm, 1789 - 1854, München; leraar; pas op 62e jaar erkend en benoemd tot hoogleraar.)

Deze wet heeft betrekking op een stroomgeleidende draad.

1) Proef:



De ampère-meter wijst de stroomsterkte door de draad AB aan.
De electrometer wijst het potentiaalverschil tussen de uiteinden A en B van de draad aan.
Het contact C is verplaatsbaar.
Gevraagd: Het verband tussen $V_A - V_B$ en de stroomsterkte i.

Waarnemingen:

temp.AB	$V_A - V_B$	i.
t^o	Vvolt	i Amp.
t^o	2Vvolt	2i Amp.
t^o	3Vvolt	3i Amp.

enz.

Conclusie: $\frac{V_A - V_B}{i}$ = Constant voor deze draad bij deze temp.

In woorden: Voor eenzelfde draad bij eenzelfde temperatuur is het quotient van het potentiaalverschil tussen de uiteinden van de draad en de stroomsterkte in die draad constant.

Deze conclusie staat bekend als de eerste wet van Ohm.

2) Voor een bepaalde draad bij constante temperatuur is het quotient van het potentiaalverschil tussen de uiteinden en de stroomsterkte in de draad een natuurconstante.
Deze constante is een grootheid met dimensie $\frac{\text{Volt}}{\text{Amp.}}$
Deze constante noemt men de WEERSTAND VAN DE GEGEVEN DRAAD BIJ DE GEGEVEN TEMPERATUUR.

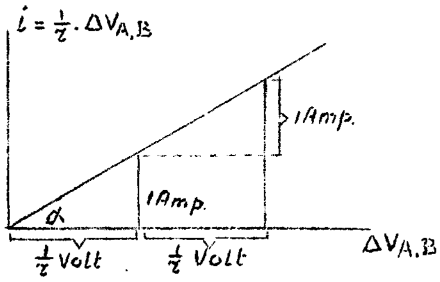
N.B. Definitie: Onder de weerstand van een gegeven draad bij een gegeven temperatuur verstaat men de constante grootheid waarvan de getallenwaarde gelijk is aan het quotient van het potentiaalverschil tussen de uiteinden van de draad en de stroomsterkte in de draad bij deze gegeven temperatuur.

De weerstand wordt in de tekst aangeduid met de letter r.
De eerste wet van Ohm luidt dus in formule:

$$\boxed{\frac{V_A - V_B}{i} = r_{\substack{\text{deze draad}\\ \text{deze temp.}}}}$$

3) Reflexie:

a) Welke natuurkundige betekenis heeft de weerstand:

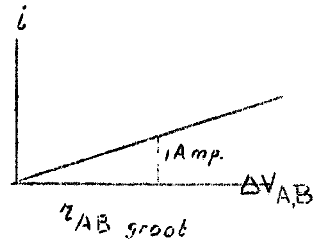


$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{r}$

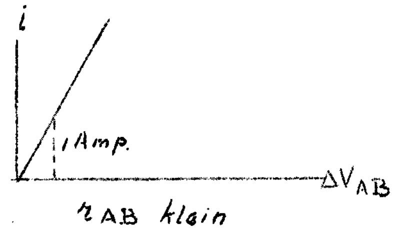
Uit de grafiek lezen we af:
Zo vaak het potentiaalverschil tussen de uiteinden van de draad $\frac{1}{r}$ Volt is, zo vaak is de stroomsterkte in de draad 1 Ampère.

b) zie blz. 79

b)



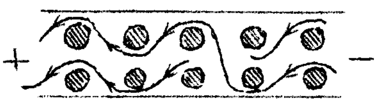
Er is een grote toename van ΔV tussen de uiteinden A en B van de draad nodig om de stroomsterkte in de draad met 1 Amp. te doen stijgen.



Er is slechts een kleine toename van ΔV tussen de uiteinden van de draad nodig om de stroomsterkte in de draad met 1 Amp. te doen stijgen.

c) Het begrip WEERSTAND van een draad mag men niet associëren met het begrip "sterkte" of "uithoudingsvermogen". Het begrip weerstand van een draad houdt in, in welke mate een bepaalde draad bij een bepaalde temperatuur een BELEMMERING vormt voor het optreden van een electrische stroom in een gesloten kring.

4) Opmerking:



Een electrische stroom in een draad bestaat uit een massale beweging van de vrije electronen (het electronengas) van lage potentiaal naar hoge potentiaal.
Volgens de wet der equipartitie hebben de vrije electronen en ook de atoomresten bij een bepaalde temperatuur een "privé" bewegings- resp. trillingsenergie van $\frac{1}{2}\,mv^2 = 3/2\,kT$, overeenkomstig de "geordende wanorde" van Maxwell. Het is dus begrijpelijk, dat een hogere temperatuur een grotere belemmering betekent voor de MASSALE beweging der vrije electronen in EEN ZELFDE richting!

5) De eenheid van weerstand is 1 Ohm; notatie $1\,\Omega$

Definitie: Een draad heeft een weerstand van 1 Ohm, als er bij een potentiaalverschil van 1 Volt tussen de uiteinden van die draad, in die draad een stroom optreedt van 1 Ampère.

$$\boxed{1\,\Omega = \frac{1\ \text{Volt}}{1\ \text{Amp.}}}$$

6) Vraag: a) Wat wil zeggen, een draad heeft bij een bepaalde temperatuur een weerstand van $3\,\Omega$.

b) $\Delta V_{A,B} = 6$ Volt, $i = 2$ Amp. Gevr. r.

c) $\Delta V_{A,B} = 10$ Volt, $r = 5\,\Omega$ Gevr. i.

d) $i = 4$ Amp., $r = 3\,\Omega$ Gevr. $\Delta V_{A,B}$

Conclusie:

V_A — i → — V_B
A — draad — B

$$V_A - V_B = i.r_{AB}\ \text{Volt.}$$

7) Door metingen heeft men gevonden, dat een kwikdraad van 106,3 cm. lengte en 1 mm^2 doorsnede bij 0° C. een weerstand heeft van $1\,\Omega$.

N.B. 8) Nadere beschouwing van r.

N.B. 8) Nadere beschouwing van r.

a) Gevraagd: Hoe hangt r af van de meetkundige afmetingen van de draad, dus van de lengte en de doorsnede?

Proef 1 De afhankelijkheid van de lengte.

Zelfde opstelling als in § 6 punt 1): We nemen voor AB verschillende draden van dezelfde stof, dezelfde doorsneden, dezelfde temp. maar van verschillende lengten.

Waarnemingen.

	lengte	doorsn.	temp.	V_A-V_B	i	r
	1m	0 mm^2	t^o	Vvolt	i Amp.	r Ω
	21	0	t^o	V	½i	2r
	31	0	t^o	V	1/3i	3r

Conclusie: De weerstand van een draad is recht evenredig met de lengte van de draad.

Proef 2 De afhankelijkheid van de doorsnede.

Voor AB nemen we verschillende draden van dezelfde stof, dezelfde lengten, dezelfde temp. maar van VERSCHILLENDE DOORSNEDEN.

Waarnemingen:

	doorsn.	lengte	temp.	V_A-V_B	i	r
	0 mm^2	1m	t^o	Vvolt	i Amp.	r Ω
	20	1	t^o	V	2i	½r
	30	1	t^o	V	3i	1/3r

enz.

Conclusie: De weerstand van een draad is omgekeerd evenredig met de doorsnede van de draad.

Conclusie uit proef 1 en 2: De weerstand van een draad van een bepaald metaal bij een bepaalde temperatuur is recht evenredig met de lengte van de draad en omgekeerd evenredig met de door/snede van de draad.

b) Gevraagd: De afhankelijkheid van de soort van het metaal.

Proef 3 We nemen voor AB verschillende draden van dezelfde lengten, dezelfde doorsneden, dezelfde temp. maar van verschillende metalen.

Waarneming: voor ieder metaal een andere weerstand.

Aldus komt men tot het begrip SOORTELIJKE WEERSTAND v.e.stof.

Definitie: Onder de soortelijke weerstand van een stof bij een bepaalde temperatuur verstaat men de weerstand van een draad van die stof, die bij de beschouwde temperatuur een lengte heeft van 1 meter en een doorsnede van 1 mm^2.

De soortelijke weerstand wordt aangegeven door de letter ρ .

Vraag: α) Wat wil zeggen: de soortelijke weerstand van koper bij 15^o is 0,0175.

β) Hoe groot is de weerstand van een koperdraad, die bij 15^o een lengte heeft van 1 meter een doorsnede van 0 mm^2.
Antwoord: $r = 0{,}0175\ \frac{1}{0}\ \Omega$

γ) Hoe groot is de weerstand van een draad, die een lengte heeft van 1 meter, een doorsnede van 0 mm^2 en waarvan de soortelijke weerstand bij de beschouw de temperatuur ρ is?

Antwoord:

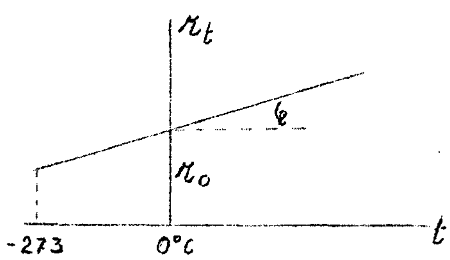
$$\boxed{r = \varsigma \frac{l}{O} \, \Omega}$$

Hierin is r de weerstand van de draad in Ω
ς de soort.weerstand bij de geg. temp. in $\frac{\Omega \times mm^2}{m}$
l de lengte van de draad in meter.
O de doorsnede van de draad in mm^2

c) Gevraagd: De afhankelijkheid van de temperatuur.

Antwoord: We nemen voor AB een willekeurige draad bij verschillende temperaturen.

Waarnemingen:



Tekent men de waarden, van de weerstanden van een draad bij de ver - schillende temperaturen aan in een grafische voorstelling, dan is de grafiek (bij benadering) een rechte lijn. Hieruit volgt, dat de weerstand van een draad een lineaire functie is van de temp. in ^oC.
Stel tg. $\varphi = r_o . \alpha$
dan is: $r_t = r_o + r_o \alpha . t \, \Omega$

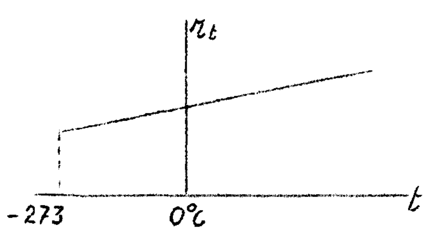
dus: $\boxed{r_t = r_o \, (1 + \alpha t) \, \Omega}$

α heet de temperatuurscoëfficiënt.

Definitie: α is het getal dat aangeeft met hoeveel Ohm de weerstand van een draad van een stof, die bij 0° C een weerstand heeft van 1 Ω , toeneemt per graad verwarming.

Vraag: Wat wil zeggen, de temperatuurscoëfficiënt van koper is 0,004?

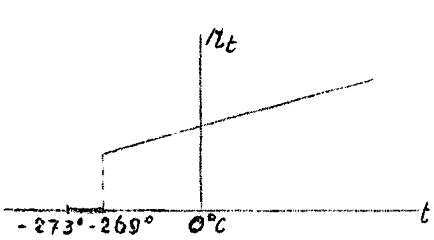
Opgave:



Gegeven: De grafiek van de weerstand als functie van de temperatuur en de weerstand bij een onbekende temp.
Gevraagd: Bepaal die onbekende temp.
Constructie: ....

Conclusie: De temperatuur-afhankelijkheid van de weerstand van een draad, doet ons een middel aan de hand om temperaturen te meten.

Opmerking: In de regel blijft deze grafiek (bij benadering) lineair tot aan het absolute nulpunt.



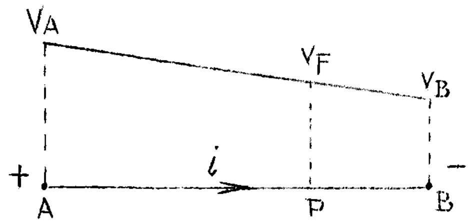
In 1912 ontdekte Kamerlingh Onnes (Leiden), dat de weerstand van kwik (bij benadering) lineair afneemt tot -269° C en dan plotseling afneemt tot een waarde die practisch nul is. Bij temperaturen lager dan -269°C. is kwik SUPERGELEIDEND.

Er zijn thans 21 elementen bekend, die supergeleidend worden als de temperatuur lager wordt dan de "Onnes-temperaturen" van deze elementen.
De meest bekende zijn: lood, kwik, wit tin, aluminium en zink.

9) Samenvatting van de formules behorende bij de eerste wet van Ohm.

$$\boxed{\begin{aligned} V_A - V_B &= i \, . \, r \text{ Volt} \\ r &= \varsigma \, . \, \frac{l}{O} \, \Omega \\ r_t &= r_o \, (1 + \alpha t) \, \Omega \end{aligned}}$$

10) De potentiaaldaling langs een stroomgeleidende draad.



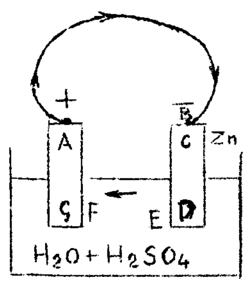
$$V_A - V_B = i . \varrho \frac{l}{O}$$

dus:

$$V_A - V_P = i . \varrho . \frac{AP}{O} = \frac{i . \varrho}{O} \times AP$$

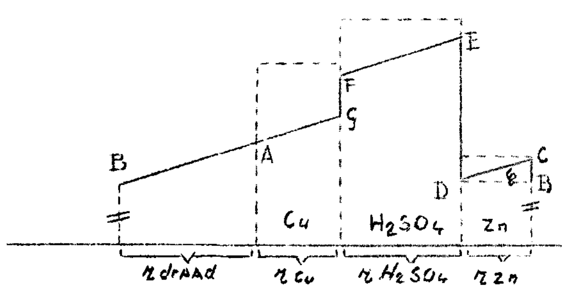
Conclusie: Gaande in de richting van de stroom, daalt de potentiaal lineair.

Par. 7) De tweede wet van Ohm. (geldend voor een gesloten kring = bron + sluitdraad.)



We beschouwen een element van Volta. Zolang het element OPEN is, vormen de Cu-plaat, het electrolyt en de Zn-plaat ieder een afzonderlijke equipotentiaal-ruimte.
Wordt het element GESLOTEN, dan treedt er in de kring een stroom op. In de geleiders bestaat deze stroom uit een massale beweging van de vrije electronen van laag potentiaal naar hoog potentiaal. In het electrolyt heeft een ionen beweging plaats: de H^+-ionen bewegen in de richting van de stroom, de $SO_4^{=}$-ionen bewegen tegen de stroomrichting in.

Door iedere doorsnede van de onvertakte kring gaat per sec. dezelfde hoeveelheid lading.
De stroom in de kring wordt in stand gehouden door het streven van de natuur om de potentiaal-sprongen te handhaven. De stroomsterkte in de kring heeft derhalve DIE waarde, die nodig is en voldoende om de contact-potentiaalsprongen te handhaven.



Als het element gesloten is, zijn de Cu-plaat, het electrolyt en de Zn-plaat geen equipotentiaal-ruimten meer: gaande in de richting van de stroom daalt de potentiaal lineair.

$$V_C - V_D = i . r_{zn} \longrightarrow i = \frac{V_C - V_D}{r_{zn}} = tg. \varphi$$

De grafiek van de potentiaaldaling moet dus in ieder onderdeel een rechte lijn zijn met dezelfde hellingshoek φ , deze lijnen lopen dus onderling //. De helling van deze lijnen moet zo zijn, dat bij de gegeven potentiaal-sprongen V_B links = V_B rechts.
We vragen nu naar de grootte van de stroomsterkte in de gesloten kring.

2) Stelling: $i_{\circlearrowright} = \frac{Emk}{r_{in} + r_{u.}}$ Ampère.

In woorden: De stroomsterkte in een ONVERTAKTE gesloten kring is gelijk aan de algebraïsche som der potentiaal-sprongen gedeeld door de som der weerstanden, die men, in de richting van de stroom rondgaande, in de kring ontmoet, mits men een sprong + rekent als de stroom in het contact opp. gaat van laag $\longrightarrow$ hoog potentiaal en - als de stroom in een contact opp. gaat van hoog $\longrightarrow$ laag potentiaal.

Bewijs: Voor ieder onderdeel van de kring passen we de eerste wet van Ohm toe:

zink-plaat $\longrightarrow V_C - V_D = i_{\circlearrowright}\ r_{zn}$

electrolyt $\longrightarrow V_E - V_F = i_{\circlearrowright}\ r_{H2SO4}$

koperplaat $\longrightarrow V_G - V_A = i_{\circlearrowright}\ r_{cu}$

koperdraad $\longrightarrow V_A - V_B = i_{\circlearrowright}\ r_u$

+

$$(V_C - V_B) + (V_E - V_D) - (V_F - V_G) = i_{\circlearrowright} (r_{zn} + r_{H2SO4} + r_{cu} + r_u)$$

Nu is: / 1,5 0,5

$(V_C - V_B) + (V_E - V_D) - (V_F - V_G)$ = algebr. som der potentiaalsprongen = Emk.

$r_{zn} + r_{H_2SO_4} + r_{cu}$ = de inwendige weerstand van het element $= r_{in}$.

Dus: $Emk = i_{\circlearrowleft} \cdot (r_{in} + r_u)$

of:

$$\boxed{i_{\circlearrowleft} = \frac{Emk}{r_{in} + r_u} \text{ Amp.}}$$

Deze formule staat bekend als de tweede wet van Ohm.

3) Reflexie:

De stroomsterkte in de kring is afhankelijk:

I Van de Emk van de kring. Voor een bepaalde samenstelling van een galvanisch element is de Emk een natuurconstante waar wij niets aan kunnen veranderen.

II Van de uitwendige weerstand r_u.

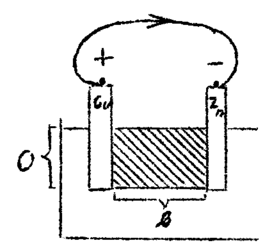
Is de sluitdraad kort en dik $\rightarrow r_u \approx 0$

Bij kortsluiting $\rightarrow r_u = 0 \rightarrow i_{\circlearrowleft} = \frac{Emk}{r_i}$ Amp $\rightarrow$ dit is i_{max}

Is de sluitdraad lang en zeer dun $\rightarrow r_u \approx \infty \rightarrow i_{\circlearrowleft} \approx 0$

Wordt de kring gesloten door een isolator $\rightarrow i_{\circlearrowleft} = 0$

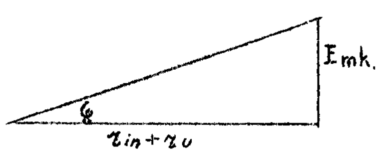
III Van de inwendige weerstand r_{in}.



a) De afmetingen der platen.
b) De afstand der platen: bij grote afstand is r_i groot.
c) De doorsnede van de vloeistofkolom tussen de platen.

4) Opmerking: a) de Emk van het element is ONAFHANKELIJK van de afmetingen der platen, onafhankelijk van de afstand der platen en onafhankelijk van de doorsnede van de vloeistofkolom tussen de platen.

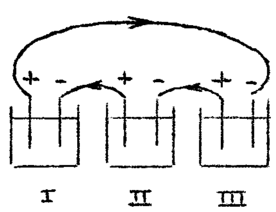
b)



$i_{\circlearrowleft} = \text{tg.}\ \varphi$

Aldus kunnen we helling van de potentiaaldaling in de grafiek van 1) construeren.

5) Uitbreiding: Meerdere elementen achter elkaar.



Door dezelfde redenering als in punt 2) toe te passen vinden we:

$$i_{\circlearrowleft} = \frac{E_I + E_{II} + E_{III}}{r_i^I + r_i^{II} + r_i^{III} + r_u} \text{ Ampère.}$$

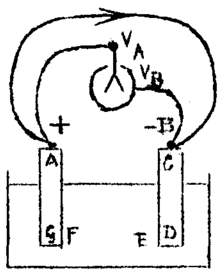
Conclusie: De stroomsterkte in een onvertakte kring is gelijk aan de algebraïsche som van alle potentiaal-sprongen gedeeld door de rekenkundige som van alle weerstanden, die men rondgaande in de richting van de stroom in de onvertakte kring ontmoet.

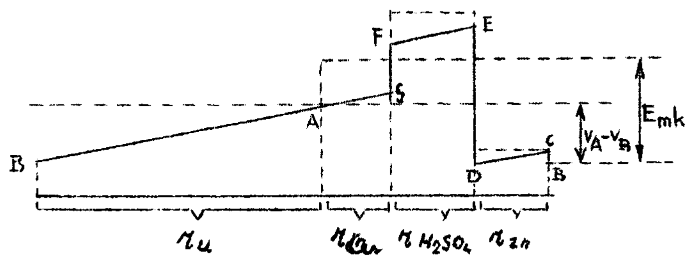
Par. 8) De klemspanning bij een bepaalde kringweerstand.

blz. 84.

Par. 8 Klemspanning.

1) Het begrip.





We beschouwen een element van Volta, dat door een koperdraad gesloten is. In de gesloten kring treedt een stroom op ter sterkte $i = \frac{E_{mk}}{r_i + r_u}$ Amp. Deze stroom heeft zo'n waarde, dat bij de gegeven kring-weerstanden de contact-potentiaal sprongen gehandhaafd blijven.

Gaande in de richting van de stroom daalt de potentiaal in de geleiders lineair: tussen twee willekeurige punten van de kring zal dus in het algemeen een potentiaalverschil bestaan.

We vragen nu naar het potentiaalverschil tussen de koperen klemmen van het gesloten element. Dit potentiaal verschil noemt men de klemspanning van het gesloten element bij deze kring-weerstanden.

Definitie: Onder de klemspanning van een gesloten element bij bepaalde kring-weerstanden verstaat men het potentiaalverschil tussen de klemmen van het gesloten element bij deze kring-weerstanden.

2) Opmerkingen: α) In bovenstaande figuur is de klemspanning dus gelijk aan het potentiaalverschil tussen de knop en het omhulsel van de electrometer = $V_A - V_B$

β) Uit de grafiek lezen we af, dat de klemspanning afhankelijk is van r_{in} en r_u.

Maken we b.v. r_u groter $\rightarrow$ i kleiner $\rightarrow$ tg. φ kleiner $\rightarrow V_A - V_B$ groter

r_u kleiner $\rightarrow$ i groter $\rightarrow$ tg. φ groter $\rightarrow V_A - V_B$ kleiner

N.B. We kunnen dus niet spreken van DE klemspanning van een gesloten element, maar alleen van de klemspanning bij gegeven kring-weerstanden.

3) De grootte van de klemspanning.

Stelling: De klemspanning van een gesloten element is gelijk aan:

$$V_A - V_B = E_{mk} - i_{Q}\, r_{in} \text{ Volt.}$$

Bewijs: zie grafiek.

$$V_A = V_B + (V_C - V_B) - (V_C - V_D) + (V_E - V_D) - (V_E - V_F) - (V_F - V_G) - (V_G - V_A)$$

$$= V_B + (V_C - V_B) - i r_{zn} + (V_E - V_D) - i r_{H2SO4} - (V_F - V_G) - i r_{cu}$$

$$= V_B + (V_C - V_B) + (V_E - V_D) - (V_F - V_G) - i(r_{zn} + r_{H2SO4} + r_{cu})$$

$$= V_B + E_{mk} - i r_{in}$$

Dus:

$$\boxed{V_A - V_B = E_{mk} - i_{Q}\, r_{in} \text{ volt.} \qquad \text{waarbij: } i_{Q} = \frac{E_{mk}}{r_{in} + r_u} \text{ Amp.}}$$

In woorden: De klemspanning van een gesloten element is gelijk aan de algebraïsche som der potentiaal-sprongen in het element (Emk) verminderd met de Ohmse potentiaaldaling IN het element.

4) Opmerkingen:

a) Bij deze afleiding hebben we de actieve werking van de waterstofbedekking van de koperplaat niet vermeld. Deze waterstofbedekking heeft tot gevolg dat de potentiaalsprong van het electrolyt met de koperplaat, dus $V_F - V_G$, groter wordt dan bij een "blanke" koperplaat, met het gevolg dat de resulterende electro motorische kracht en dus ook de stroomsterkte in de kring kleiner worden dan bij een "blanke" koperplaat.
Wil men dus de actieve werking van de waterstofbedekking niet verwaarlozen, dan moet men in bovenstaande formules voor de Emk de resulterende electro-motorische-kracht invullen.

b) Uit bovenstaande formules kunnen we gemakkelijk afleiden DAT en HOE de klemspanning van een element met gegeven Emk, afhangt van r_i en r_u

Immers:

$$V_A - V_B = E_{mk} - i_{\phi} \cdot r_{in} = E_{mk} - \frac{E_{mk}}{r_{in} + r_u} \cdot r_i = E_{mk} - \frac{E_{mk}}{1 + \frac{ru}{rin}}$$

dus:

$$V_A - V_B = E_{mk} - \frac{E_{mk}}{1 + \frac{ru}{rin}}$$

De afhankelijkheid van r_{in}

Afmetingen der platen
Afstand der platen
Diepte van de platen

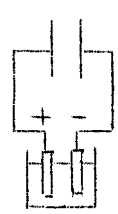
r_{in} vergroten → klemspanning kleiner.
r_{in} verkleinen → klemspanning groter.

De afhankelijkheid van r_u

$r_u = \rho \frac{l}{O}$
temperatuur

r_u vergroten → klemspanning groter
r_u verkleinen → klemspanning kleiner

Limiet gevallen: $r_u = 0$ (kortsluiting) → klemspanning $= 0$
$r_u = \infty$ → klemspanning $= E_{mk}$



Dit laatste geval doet zich voor als we de polen van het element verbinden met de resp. platen van een condensator. HET POTENTIAALVERSCHIL TUSSEN DE CONDENSATORPLATEN IS DAN GELIJK AAN DE E_{mk} VAN HET ELEMENT.

Conclusie: I De klemspanning is GEEN natuurconstante! De klemspanning bij een element met gegeven E_{mk} kan veranderd worden door r_{in} en/of r_u te veranderen.

II Men kan de klemspanning vergroten door: r_{in} te verkleinen, r_u te vergroten.

c) III

$$\boxed{0 \leq \text{klemspanning} \leq E_{mk}}$$

c) In het beschouwde geval, dat het element door een draad gesloten wordt, kunnen we de formule voor de klemspanning ook aldus omvormen:

$$V_A - V_B = E_{mk} - i_{\phi} r_{in} = i_{\phi}(r_{in} + r_u) - i_{\phi} \cdot r_{in} = i_{\phi} \cdot r_u$$

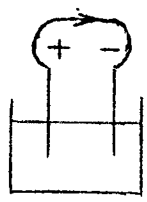
dus:

$$\boxed{V_A - V_B = i_{\phi} \cdot r_u}$$

In woorden: <u>Wordt een element door een draad gesloten, dan is de klemspanning gelijk aan de Ohmse potentiaaldaling langs de sluitdraad.</u>

Dit kan men ook direct uit de grafiek aflezen.

<u>Getallen voorbeeld:</u>



<u>Geg:</u> Emk = 1,5 Volt.

$r_{in} = 0,2\ \Omega$

$r_u \begin{cases} \rho = 0,02\,\Omega \text{ per m. lengte, per mm}^2 \text{ doorsn.} \\ l = 5 \text{ m.} \\ O = 2 \text{ mm}^2 \end{cases}$

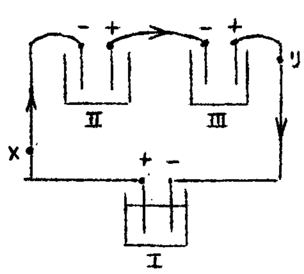
<u>Gevr:</u> i en de klemspanning.

5) <u>Uitbreidingen:</u>

I) Het potentiaalverschil tussen twee willekeurige punten van een stroomkring.

$$V_x - V_y = \underset{x \frown y}{E_{mk}} - i_{\circlearrowleft} \underset{x \frown y}{r} \quad \text{volt.}$$

II) Voor de afleiding van de formule van de klemspanning doet het niets ter zake HOE het element gesloten wordt. <u>Daarom is deze formule geldig voor iedere situatie waarin het element zich bevindt.</u>



We zullen vaak te doen krijgen met de situatie, dat er meerdere elementen in een stroomkring staan.

De stroomsterkte in de kring is dan:

$$i_{\circlearrowleft} = \frac{\Sigma E_{mk}}{(\Sigma r_{in}) + (\Sigma r_u)} \quad \text{Amp.}$$

De klemspanning van I is dan: $V_+^{I} - V_-^{I} = E_{mk}^{I} - i_{\circlearrowleft} r_{in}^{I}$ volt.

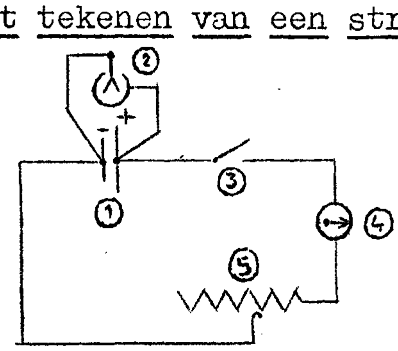
II : $V_+^{II} - V_-^{II} = E_{mk}^{II} - i_{\circlearrowleft} r_{in}^{II}$ volt

III : $V_+^{III} - V_-^{III} = E_{mk}^{III} - i_{\circlearrowleft} r_{in}^{III}$ volt

III) Gevraagd: $V_x - V_y$

Oplossing: $V_x - V_y = \underset{x \frown y}{E_{mk}^{I}} - i_{\circlearrowleft} \underset{x \frown y}{r}$ volt

6) <u>Het tekenen van een stroomkring.</u> zie Schw. II blz. 147.



1 element.

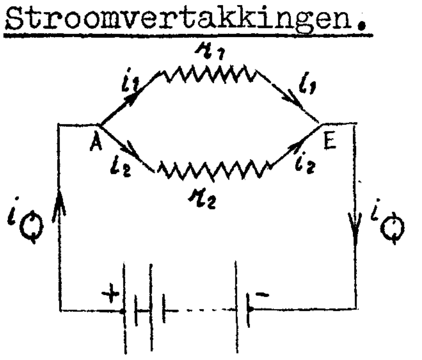
2 electrometer wijst de klemspanning van het element aan.

3 stroomsluiter.

4 stroommeetinstrument.

5 schuifweerstand.

Par. 9 <u>Stroomvertakkingen.</u>



We beschouwen een gesloten stroomkring. De punten A en B van de buitenleiding worden door twee weerstandsdraden met elkaar verbonden.

De twee draden vormen een z.g. <u>stroomvertakking.</u>

Bij A splitst de hoofdstroom $i_{\circlearrowleft}$ zich in twee delen i_1 en i_2, die bij B weer samenkomen.

Daar de electronen van het electronengas in hun geheel <u>als een onsamendrukbare</u>

vloeistof van laag naar hoog potentiaal bewegen, moeten we concluderen, dat de som van de hoeveelheden lading, die PER SEC. door een doorsnede van r_1 en een doorsnede van r_2 gaan, gelijk is aan de hoeveelheid lading die PER SEC. door een doorsnede van de onvertakte leidingdraden gaat.

m.a.w. $\boxed{i_{\circlearrowright} = i_1 + i_2}$

Deze vergelijking noemt men de wet van Kirchhoff.
(Gustav Robert Kirchhoff, 1824 - 1887)

2) Gevraagd: Hoe verhouden zich i_1 en i_2

Antwoord: Tussen de uiteinden van r1 en r2 bestaat hetzelfde potentiaalverschil. Volgens Ohm geldt dus:

$$V_A - V_B = i_1 \cdot r_1$$

$$V_A - V_B = i_2 \cdot r_2$$

dus: $i_1 \cdot r_1 = i_2 \cdot r_2$

of: $i_1 : i_2 = r_2 : r_1 = \frac{1}{r_1} : \frac{1}{r_2}$

conclusie: $\boxed{i_1 : i_2 = \frac{1}{r_1} : \frac{1}{r_2}}$

In woorden: De stroomsterkten in de takken van een stroomvertakking verhouden zich als de omgekeerden van de weerstanden van de betrokken takken.

Opmerkingen: α) Is $r_1 > r_2$ dan is $\frac{1}{r_1} < \frac{1}{r_2}$ dus $i_1 < i_2$

Het meerendeel van de hoofdstroom gaat door de tak met de minste weerstand.

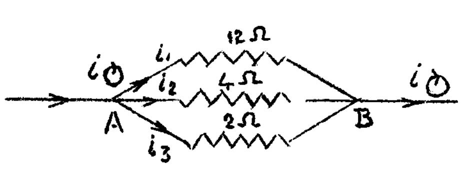
β) Zijn er drie takken, dan volgt:

$$i_1 : i_2 : i_3 = \frac{1}{r_1} : \frac{1}{r_2} : \frac{1}{r_3}$$

Voorbeeld:

$$i_1 : i_2 : i_3 = \frac{1}{12} : \frac{1}{4} : \frac{1}{2} = 1 : 3 : 6$$

Is b.v. $i_{\circlearrowright}$ = 20 Amp. dan is:



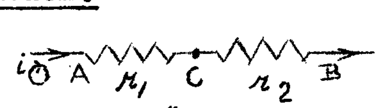
$$i_1 = \frac{1}{10} \times 20 = 2 \text{ Amp.}$$

$$i_2 = \frac{3}{10} \times 20 = 6 \text{ Amp.}$$

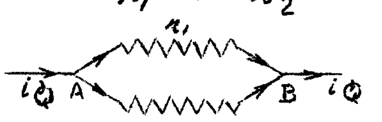
$$i_3 = \frac{6}{10} \times 20 = 12 \text{ Amp.}$$

$$i_1 + i_2 + i_3 = 20 \text{ Amp.}$$

3) Schakeling van weerstanden.

a) Serie schakeling: 

De weerstanden achter elkaar.

b) Parallel schak. 

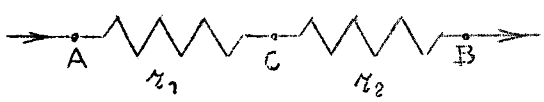
De weerstanden naast elkaar.

4) Substitutie weerstand.

Definitie: Onder de substitutie weerstand van twee of meer weerstanden verstaat men de weerstand, die voor deze weerstanden gesubstitueerd, de stroomsterkte in de kring en dus ook $V_A - V_B$ niet doet veranderen.

a) <u>Gevraagd:</u> <u>De substitutie weerstand bij serie schakeling.</u>

<u>Oplossing:</u>



$$V_A - V_C = i_Q\, r_1$$
$$V_C - V_B = i_Q\, r_2$$
$$\overline{V_A - V_B = i_Q\,(r_1 + r_2)} \; +$$

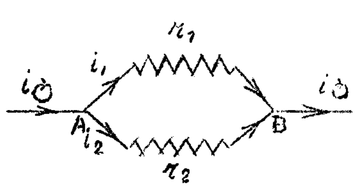
maar $V_A - V_B = i_Q\, R$

dus $\boxed{R = r_1 + r_2}$

<u>Conclusie:</u> <u>De substitutie weerstand van twee of meer in SERIE geschakelde weerstanden is gelijk aan de rekenkundige som van de gegeven weerstanden.</u>

b) <u>Gevraagd:</u> <u>De substitutie weerstand bij parallel schakeling.</u>

<u>Oplossing:</u> volgens Kirchhoff is:



$$i_Q = i_1 + i_2$$
$$i_Q = \frac{V_A - V_B}{r_1} + \frac{V_A - V_B}{r_2}$$

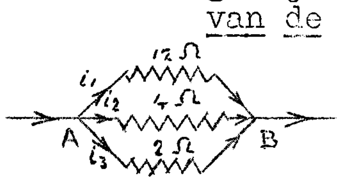
dus:

$$i_Q = (V_A - V_B)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$$

maar $i_Q = \dfrac{V_A - V_B}{R} = (V_A - V_B) \cdot \dfrac{1}{R}$

dus $\boxed{\dfrac{1}{R} = \dfrac{1}{r_1} + \dfrac{1}{r_2}}$

<u>Conclusie:</u> Zijn twee of meer weerstanden PARALLEL geschakeld, dan is HET OMGEKEERDE van de substitutie weerstand gelijk aan de rekenkundige som <u>van DE OMGEKEERDEN van de parallel geschakelde weerstanden.</u>



$$\frac{1}{R} = \frac{1}{12} + \frac{1}{4} + \frac{1}{2} = \frac{10}{12} \longrightarrow R = 1{,}2\,\Omega$$

<u>Opmerking:</u> Bij PARALLEL geschakelde weerstanden, is de substitutie weerstand altijd kleiner dan de kleinste van de parallel geschakelde weerstanden.

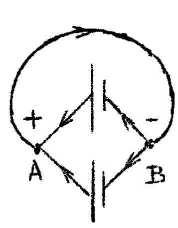
Par. 10 <u>Schakeling van elementen.</u>

a) <u>Serie:</u>

$$\left.\begin{aligned} E_{mk}^{batt} &= \Sigma E_{mk} \\ R_{in} &= \Sigma r_{in} \end{aligned}\right\} \quad i_Q = \frac{\Sigma E_{mk}}{r_u + \Sigma r_{in}} \text{ Amp.}$$

<u>Klemspanning:</u> $V_A - V_B = (\Sigma E_{mk}) - i_Q(\Sigma r_i)$ volt.

b) <u>Parallel:</u>

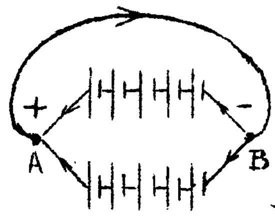


We veronderstellen dat elk van de parallel geschakelde elementen dezelfde E_{mk} en dezelfde r_{in} heeft. Dan is:

$$E_{mk}^{batt} = E_{mk} \qquad i_Q = \frac{E_{mk}}{r_u + \frac{r_{in}}{2}} \text{ Amp.}$$
$$R_{in\ batt} = \frac{r_{in}}{2}$$

<u>Klemspanning:</u> $V_A - V_B = E_{mk} - i_Q\left(\frac{r_{in}}{2}\right)$

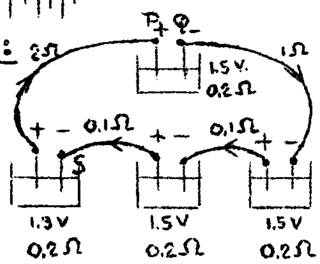
c) Conbinatie:



$$\left.\begin{array}{l} E_{mk}^{Batt} = 5\,E_{mk} \\ R_{in\,batt.} = \frac{5}{2}\,r_{in} \end{array}\right\}\; i_{\circlearrowleft} = \frac{5E_{mk}}{r_u + \frac{5}{2}\,r_{in}} \text{ Amp.}$$

Klemspanning: $V_A - V_B = 5E_{mk} - i_{\circlearrowleft}\,\frac{5}{2}\,r_{in}$ volt.

d) Opgave:



Geg: zie fig. Een element is "verkeerd" geschakeld.

Gevr: 1) $i_{\circlearrowleft}$

2) Klemspanning tussen P en Q

3) Klemspanning tussen Q en S.

Par. 11 Overzicht van de formules bij de wetten van Ohm.

Draad (eerste wet)

$V_A - V_B = i\,r$ volt.

$r = \rho\,\frac{l}{O}\,\Omega$

l in meter
O in mm²

$r_t = r_o\,(1 + \alpha\,t)$

Substitutie weerstand.

Serie: $R = r_1 + r_2\,\Omega$

Parallel: $\frac{1}{R} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}$

gesloten kring (tweede wet)

A) Kring met èèn element en onvertakte sluitdraad.

$$i_{\circlearrowleft} = \frac{E_{mk}}{r_{in} + r_u} \text{ Amp.}$$

Klemspanning:

$V_+ - V_- = E_{mk} - i_{\circlearrowleft}\,r_{in}$ volt

of $V_+ - V_- = i_{\circlearrowleft}\,r_u$ volt

$V_x - V_y = E_{mk} - i_{\circlearrowleft}\,r_{x \to y}$ volt

B) Kring met èèn element en vertakte sluitdraad.

$$i_{\circlearrowleft} = \frac{E_{mk}}{r_{in} + r_u}$$

C) Batterij:

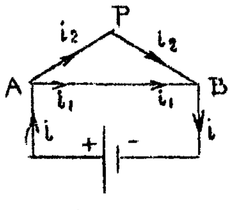
serie van n elementen	$\to E_{mk}^{batt} = nE_{mk}$	$R_{in} = nr_{in}$
p elementen parallel	$\to E_{mk}^{batt} = E_{mk}$	$R_{in} = \frac{1}{p}r_{in}$
p parallelle series van n elementen.	$\to E_{mk}^{batt} = nE_{mk}$	$R_{in} = \frac{n}{p}r_{in}$

D) Willekeurige kring:

$$i_{\circlearrowleft} = \frac{E_{mk}^{\circlearrowleft}}{R_{in} + R_u} \text{ Amp.}$$

Par. 12 De brug van Wheatstone (Charles Wheatstone, 1802 - 1875)

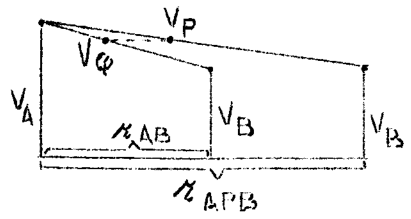
1) Inleiding.



We beschouwen een stroomkring met een stroom vertakking zoals de figuur aangeeft.
Bij A vertakt de hoofdstroom i zich in twee delen i_1 en i_2, die bij B weer samenkomen.

Tussen de uiteinden van de draad AB bestaat hetzelfde potentiaalverschil als tussen de uit einden van APB.

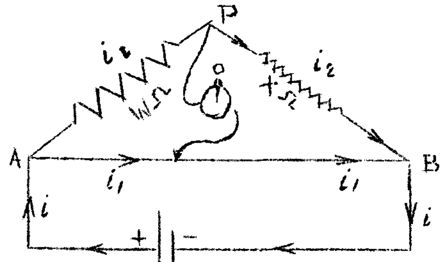
Langs AB en ook langs APB daalt de potentiaal lineair.



Op AB is dus een punt Q te vinden zô dat $V_p = V_Q$

Zouden we het punt P door een draad met dat punt Q verbinden, dan zou er in deze draad PQ GEEN stroom optreden. Dit is de grondgedachte van de brug van Wheatstone.

2) De proef met de brug van Wheatstone.



AB is een homogene draad; deze draad heeft overal dezelfde doorsnede. PQ is de z.g. brug. De galvanometer in de brug is zeer gevoelig. Het contactpunt Q is verschuifbaar langs de draad AB. De handeling van de proef bestaat nu hierin, dat men met het contact Q op de draad AB het punt zoekt WAARVOOR DE BRUG PQ STROOMLOOS IS, dus waarvoor $V_P = V_Q$.
Is dat punt gevonden, dan volgt:

$$\left.\begin{aligned} V_A - V_Q &= i_1 \cdot \rho\,\frac{AQ}{O} \\ V_A - V_P &= i_2 \cdot W \end{aligned}\right\} \quad \frac{i_1}{i_2} = \frac{W.O}{\rho.AQ}$$

$$\left.\begin{aligned} V_Q - V_B &= i_1 \cdot \rho\,\frac{QB}{O} \\ V_P - V_B &= i_2 \cdot X \end{aligned}\right\} \quad \frac{i_1}{i_2} = \frac{X.O}{\rho.QB}$$

$$\frac{W}{AQ} = \frac{X}{BQ}$$

dus: $W.BQ = X.AQ$

dus: $\boxed{X = \frac{BQ}{AQ} \cdot W\,\Omega}$

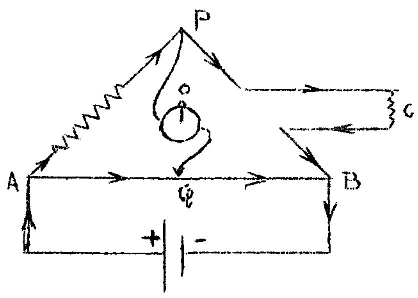
Conclusie: Met behulp van de brug van Wheatstone kan men de grootte van een onbekende weerstand bepalen.

3) Toepassingen van de brug van Wheatstone.

I Het meten van weerstanden.

II Controleren $r_t = r_o\,(1 + \alpha t)$

III Voor het meten van (zeer lage) temperaturen.



C is een zorgvuldig uitgegloeide platinadraad. Van deze draad is r als functie van de temp. nauwkeurig bekend. Steekt men C b.v. in vloeibare zuurstof dan kan men met de brug van Wheatstone de weerstand van C bij de temp.v.d.vloeibare zuurstof bepalen. ⟶ temp. van vloeibare zuurstof.

Het geheel van C en de brug van Wheatstone noemt men een weerstands-thermometer.

IV Voor het aantonen en het meten van de intensiteit van een straling. C wordt dan bedekt met roet.

Het geheel van C en de brug van Wheatstone heet dan een BOLOMETER (BOLē = straling)

4) Vraag: Geef een overzicht van alle thermometers, die we tot nu toe gehad hebben.

Antw: I Vloeistofthermometers {kwik, alcohol, pentaan}

II Metaalthermometer.

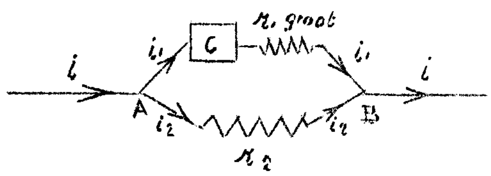
III Gasthermometer. (helium!) Is de nauwkeurigste van alle thermometers.

IV Weerstandsthermometer.

Par. 13 Het ombouwen van een milliampèremeter tot ampèremeter of tot voltmeter.

1) Inleiding: Een milliampèremeter is een stroommeetinstrument dat slechts stromen van enige milli-ampères kan verdragen; bij grotere stromen wordt het instrument vernield.
Heel in het algemeen stellen we ons de vraag: Hoe kan men een stroomgevoelig instrument beschermen tegen te sterke stromen?

Antwoord:



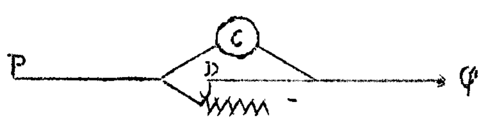
C is een stroomgevoelig instrument. We maken een stroomvertakking: in de ene tak plaatsen we het instrument C met eventueel nog een z.g. voorschakelweerstand in serie met C; voor de andere tak nemen we een draad waarvan de weerstand klein is t.o.v. de substitutie weerstand R_1 van r_c en r_1

Bij A splitst de hoofdstroom zich in twee delen i_1 en i_2

$$\left.\begin{array}{l} i_1 : i_2 = \dfrac{1}{R_1} : \dfrac{1}{r_2} = r_2 : R_1 \\ \text{nu is } i_1 + i_2 = i \\ \text{dus } i : (r_2 + R_1) = i_1 : r_2 \end{array}\right\} \quad i_1 = \frac{r_2}{r_2 + R_1} \cdot i \text{ Amp.}$$

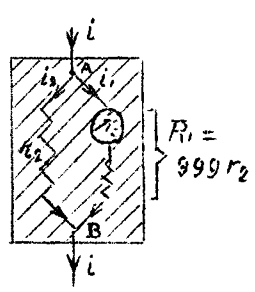
Is $R_1 \gg r_2$, dan gaat slechts een klein gedeelte van de hoofdstroom door het gevoelige instrument C.
De nevenschakeling Ar_2B noemt men in de techniek een shunt.

Opmerking: Dit wordt toegepast bij het zeer gevoelige stroommeet instrument in de brug van Wheatstone.



Men voorziet het zeer gevoelige stroom meetinstrument van een shunt waarvan de weerstand regelbaar is van $0 \rightarrow \infty$
Men begint dan met de regelbare weerstand op zeer klein in te stellen, zoekt voor Q op de draad AB het punt waarvoor C geen stroom aanwijst, dan maakt men de regelbare weerstand groter, enz. Aldus komt men tot een zeer nauwkeurige bepaling van het contactpunt Q waarvoor $V_p = V_Q$.

2) Milliampèremeter Ampèremeter.



Op een "plankje" monteren we een stroomvertakking: In de ene tak de milli-amp.meter met een voorschakel weerstand, in de andere tak een weerstand r.
We zorgen er voor, dat $R_1 = 999\ r_2$

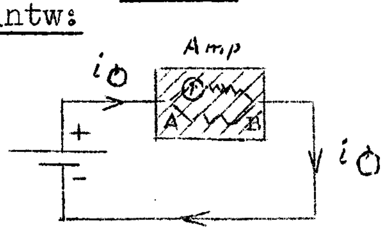
$$\left.\begin{array}{l} i_1 : i_2 = \dfrac{1}{999 r_2} : \dfrac{1}{r_2} = 1 : 999 \\ i : 1000 = i_1 : 1 \end{array}\right\} \quad i_1 = \frac{1}{1000} \cdot i$$

Conclusie: Zovaak de milli-amp.meter 1 mAmp. aanwijst, zo vaak is de hoofdstroom 1 Ampère.

N.B. De op het plankje gemonteerde stroomvertakking in haar geheel vormt nu een Ampèremeter.

Vraag: Hoe moet een Ampèremeter geplaatst worden in een stroomkring?

Antw:



De Ampèremeter STAAT ALTIJD IN DE HOOFDSTROOM.

$$i_{\circlearrowleft} = \frac{E_{mk}^{\circlearrowleft}}{r_{in} + r_{draden} + R_{AB}}$$

Hierin is $\dfrac{1}{R_{AB}} = \dfrac{1}{R_1} + \dfrac{1}{r_2}$

Opmerking:

Maakt men $R_1 = 99\ r_2 \rightarrow i_1 = \frac{1}{100}\ i \rightarrow$ zo vaak de m.ampm.1 mA aanwijst, zo vaak is de hoofdstroom 0,1 A.

$R_1 = 9999 r_2 \rightarrow i_1 = \frac{1}{10000} i \rightarrow$ zo vaak de m.ampm.1 mA aanwijst, zo vaak is de hoofdstroom 10 A.

Aldus kan men het meetgebied veranderen.

3) Milli-ampèremeter $\rightarrow$ Voltmeter.

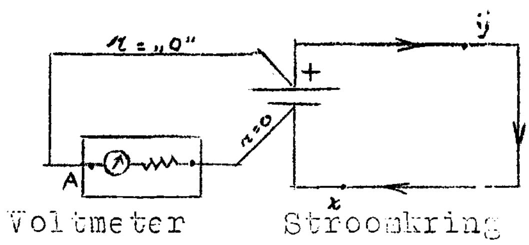
Op een plankje monteren we een milliampèremeter in serie geschakeld met een voorschakel weerstand.
We zorgen er voor, dat de substitutie weerstand R gelijk is aan 1000 Ω.

Zovaak de milli-Amp.meter nu 1 mAmp. aanwijst, zo vaak is $V_A - V_B = 1\ V$.

N.B. De op het plankje gemonteerde serie schakeling vormt nu een Voltmeter.

Vraag: Hoe moet deze voltmeter geschakeld worden om b.v. de klemspanning van een element aan te wijzen.

Antw:



De voltmeter STAAT ALTIJD IN EEN SHUNT.
Het gebruik van deze voltmeter veroorzaakt voor de stroomkring dus altijd een stroomvertakking.

$$i_{\text{Ø}} = \frac{E_{nk}}{r_{in} + R_u} \text{ Amp.}$$

$$\frac{1}{R_u} = \frac{1}{r_{voltm.}} + \frac{1}{r_u} \text{ van de kring.}$$

Opmerkingen:

α) De invloed van de voltmeter op de klemspanning.

met voltmeter: $V_+ - V_- = E_{nk} - i_{\text{Ø}} \cdot r_{in}$ volt.

zonder " " : $V_+ - V_- = E_{nk} - i_{\text{Ø}} \cdot r_{in}$ volt.

Dus dezelfde formule, maar $i_{\text{Ø}}$ met voltmeter $>$ $i_{\text{Ø}}$ zonder voltm.

Conclusie: De klemspanning met voltmeter $<$ klemsp.zonder voltm.

β) Wil men het potentiaalverschil tussen twee punten X en Y van de kring met deze voltmeter bepalen, dan verbindt men de punten X en Y met de resp. contactpunten op het plankje van een voltmeter.
De aanwezigheid van deze voltmeter betekent voor de kring echter een stroomvertakking, met het gevolg dat $V_x - V_y$ met voltmeter kleiner is dan $V_x - V_y$ zonder voltmeter.
Bij gebruik van deze voltmeter meet men dus het potentiaalverschil tussen de punten X en Y bij aanwezigheid van de voltmeter.

γ) Naarmate $R_{voltmeter}$ groter is, wordt de invloed op de kring kleiner.
Daarom is het voor de techniek van belang, dat men beschikt over uiterst gevoelige stroommeetinstrumenten (zie later)

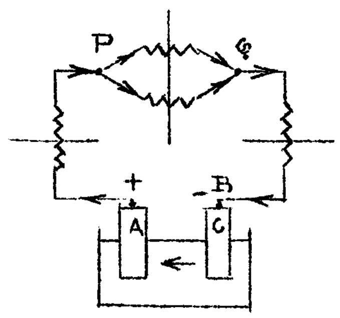
4) Samenvattend:

Een Ampèremeter = $\boxed{\text{galvanometer met shunt.}}$ $\rightarrow$ staat in de hoofdstroom.

Een voltmeter = $\boxed{\text{galvanometer + voorsch.weerstand}}$ $\rightarrow$ staat altijd in een shunt.

Par. 14 Grafiek van de potentiaaldaling in een stroomkring met stroomvertakking.

1)

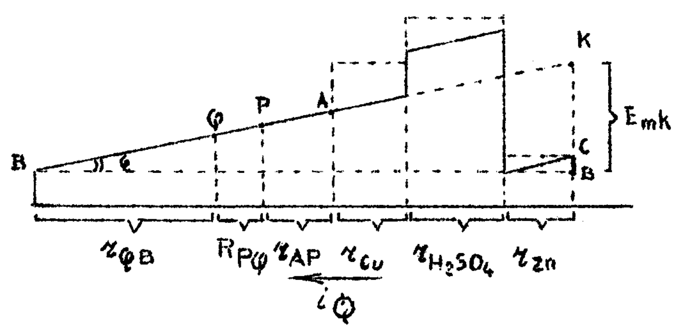


We beschouwen het geval, dat een element van volta via een stroomvertakking is gesloten. In de kring treedt een stroom op. Door iedere hoofddoorsnede gaat per sec. dezelfde hoeveelheid lading. Was dit niet zo, dan zou er ergens in de kring een ophoping van lading ontstaan, hetgeen onmogelijk is.
De hoofdstroom neemt de waarde aan, die nódig en voldoende is om bij de gegeven weerstandsschakeling de contactpotentiaal-sprongen te handhaven.

$$i_{\phi} = \frac{E_{mk}}{r_{in} + R_u} \text{ Amp.}$$

Gevraagd: De grafiek van de potentiaal daling.

$$i_{\phi} = \frac{E_{mk}}{r_{in} + R_u} = \text{tg. } \varphi$$



Omdat de hoofdstroom in ieder onderdeel van de kring dezelfde waarde moet hebben, is de potentiaaldaling in ieder onderdeel van de kring recht evenredig met de weerstand van dit onderdeel.
Voor de grafiek moet men de stroomvertakking vervangen door de substitutieweerstand.

2) Vraag: Laat aan de hand van de grafiek zien, dat de hoofdstroom bij de gegeven Emk en de gegeven weerstandschakeling onmogelijk groter kan worden dan $i_{\phi} = \frac{Emk}{r_{in} + R_u}$ Amp.

Antw.: Zou i_{ϕ} groter worden, dan moet φ groter worden $\rightarrow$ dan kan de lijn KAPQB onmogelijk een rechte lijn zijn $\rightarrow$ de hoofdstroom moet dan dus in de verschillende onderdelen van de kring verschillende waarden hebben. Maar dat is onmogelijk: omdat de bewegende lading zich niet ergens kan ophopen heeft de hoofdstroom in ieder onderdeel van de kring dezelfde waarde.

Conclusie: Bij de gegeven Emk en de gegeven weerstandsschakeling kan de hoofdstroom onmogelijk groter worden dan i

$$i_{\phi} = \frac{E_{mk}}{r_{in} + R_u} \text{ Amp.}$$

Opmerking: Deze conclusie is belangrijk voor een juist begrip van de warmtewerking van de stroom (zie hoofdstuk III)

3) Vraag: Lees uit de grafiek af, welke veranderingen de hoofdstroom en de klemspanning ondergaan als we tussen P en Q nog een derde weerstand parallel schakelen.

Antw.: Dan wordt R_{PQ} kleiner $\rightarrow R_u$ kleiner $\rightarrow$ φ groter $\rightarrow i_{\phi}$ groter $\rightarrow$ A' komt lager te liggen dan A $\rightarrow$ de klemspanning wordt kleiner.
Verder lezen we uit de grafiek af, dat het potentiaalverschil tussen P en Q dan ook kleiner wordt, maar dat de potentiaalverschillen $V_A - V_P$ en $V_Q - V_B$ groter worden !

N.B. Conclusie: Iedere verandering, die we in de weerstandsschakeling van de kring aanbrengen heeft tot gevolg, dat:

èn de hoofdstroom
èn de klemspanning
èn alle potentiaalverschillen tussen de punten van de kring VERANDEREN.

Hoofdstuk III De werkingen van de electrische stroom.

Van de electrische stroom onderscheidt men drie werkingen:

A) de warmte werking.

B) de magnetische werking.

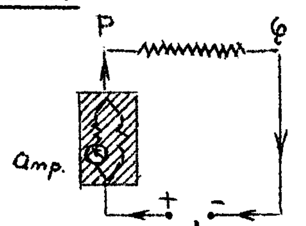
C) de chemische werking.

In dit hoofdstuk behandelen we de warmte werking en de magnetische werking.
De chemische werking wordt behandeld na hoofdstuk V.

Deel A van Hoofdstuk III: De warmtewerking van de stroom.

Par.1 Ervaring.

1) Proef:



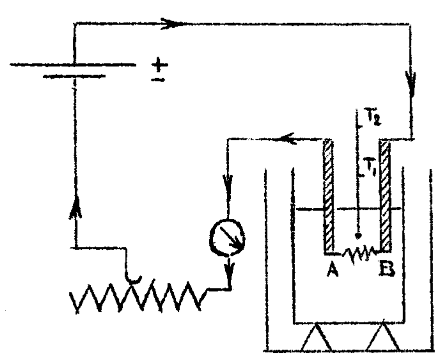
variabele spanningsbron

Stuurt men door een draad PQ een stroom, dan leert de ervaring:

I Dat de draad warm wordt.
II Bij voldoend sterke stroom gaat de draad gloeien (rood gloeiend ⟶ wit gloeiend) en kan doorbranden.
III Bij eenzelfde stroomsterkte is de warm te werking in een dunne draad groter dan de warmte werking in een dikke draad.

2) Toepassingen: lamp, electr. kachel, zekering enz.

N.B. 3) Experimentele bepaling van het aantal ontwikkelde calorieën.



Vooraf bepalen:

a) De warmte capaciteit van de calorimeter met toebehoren = W cal/°C.

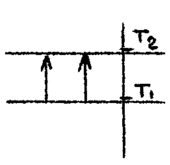
b) Massa van vloeistof = m gram.

c) Soortel.warmte van de vloeistof = C $\frac{\text{cal.}}{\text{gram x graad}}$

d) De weerstand van draad AB = r Ω

Proef:

We bepalen het aantal calorieën dat in t seconden in AB wordt ontwikkeld.



$$\underset{\substack{\text{in AB} \\ \text{in t sec.}}}{Q} \doteq W\,(T_2 - T_1) + m.C\,(T_2 - T_1) \text{ cal.}$$

We doen nu drie series proeven:

1^e serie: We onderzoeken hoe Q_{AB} afhangt van $r_{AB} \rightarrow Q_{AB}$ is r.e met r_{AB}

2^e serie: We onderzoeken hoe Q_{AB} afhangt van $i \longrightarrow Q_{AB}$ is r.e met i^2

3^e serie: We onderzoeken hoe Q_{AB} afhangt van $t_{sec} \longrightarrow Q_{AB}$ is r.e met t_{sec}

dus: $Q = \boxed{\text{evenredigheidsfactor}} \times i^2 r t_{sec.}$ cal.

De evenredigheidsfactor is een natuurconstante = 0,24

Conclusie:

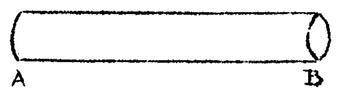
$$Q = 0{,}24\ i^2\ r\ t_{sec} \text{ cal.}$$

Hierin is:

Q het aantal ontwikkelde calorieën.
i de stroomsterkte in Amp.
r de weerstand in Ω
$t_{sec.}$ de tijdsduur, dat de stroom is door gegaan, gemeten in SECONDEN.

De formule op voorgaande blz. staat bekend als de wet van Joule.

Par.2 Verklaring van het feit, dat een electrische stroom een warmte - werking heeft.

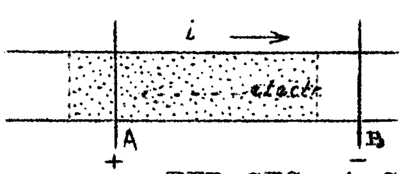


De draad AB is een onderdeel van een stroomkring.
Gaande in de richting van de stroom treedt in de vaste en vloeibare geleiders van de kring een potentiaaldaling op. DUS HEERST IN ELK VAN DEZE GELEIDERS EEN ELECTRISCH VELD, waarvan de veldlijnen gericht zijn van hoog naar laag potentiaal.
Terwijl dus de stroom-lading als een onsamendrukbare vloeistof in de kring beweegt VERRICHTEN DE ELECTRISCHE VELDEN IN IEDER ONDERDEEL VAN DE KRING ARBEID OP DE STROMENDE LADING.
Volgens de wet van levende kracht en arbeid (zie Mechanica) WINT de stromende lading dus voortdurend ARBEIDSVERMOGEN VAN BEWEGING. Dit zou eigenlijk tot gevolg moeten hebben, dat de HOOFDSTROOM ALS MAAR STERKER WERD.
Maar de hoofdstroom in de kring KAN bij de gegeven Emk en de gegeven weerstandsschakeling NIET groter worden dan $i_{\mathbb{C}} = \dfrac{Emk}{r_i + R_u}$ Amp, omdat de kringweerstanden bij deze Emk geen sterkere hoofdstroom toelaten! (Zie hfdst.II Par.14)
TENGEVOLGE VAN DE WEERSTANDSWERKING DER GELEIDERS wordt de stromende kringlading gedwongen om haar WINST aan stromingsenergie onmiddellijk om te zetten in een WINST AAN KINETISCHE ENERGIE VAN DE CORPUSCULA VAN DE GELEIDERS $\longrightarrow \frac{1}{2} mv^2 = 3/2\ kT \longrightarrow$ In ieder punt van de stroomkring stijgt de temperatuur.

N.B. Conclusie: I Een electrische stroom MOET in een weerstand een warmtewerking hebben.

II Het aantal calorieën, dat per sec. in een weerstand ontwikkeld wordt is equivalent met de arbeid die het electrische veld per sec. op de stromende lading in die weerstand verricht.

Par.3 Theoretische afleiding van de Wet van Joule.



Geg: AB is een weerstandsdraad; r Ω
De stroomsterkte in AB is i Amp.
Gevr: Hoeveel calorieën worden in t SECONDEN in AB ontwikkeld?
Opl: Is de stroomsterkte i Ampère, dan gaan er PER SEC. i Coulomb door iedere doorsnede van AB. Voor AB is het hetzelfde alsof er per sec. een lading - i Coulomb van B naar A worden getransporteerd.
PER SEC. verricht het electrische veld in AB op het electronengas van AB een arbeid van $(V_A - V_B) \cdot i$ Joule.
In t seconden is deze arbeid:

$$W = (V_A - V_B)\ i\ t_{sec} \text{ Joule.}$$

Deze energie wordt geheel in warmte omgezet.
Het aantal calorieën, dat in t sec. in AB ontwikkeld wordt, is dus equivalent met:

$$Q \equiv (V_A - V_B)\ i\ t_{sec} \text{ Joule}$$

$V_A - V_B$ in volt; i in amp.; t in SEC.

We weten: 1 Joule $\equiv$ 0,24 cal.

dus: $Q = 0{,}24\ (V_A - V_B)\ i\ t_{sec}$ cal.

maar: $V_A - V_B = i\ r$

dus: $Q = 0{,}24\ i^2 r t_{sec}$ cal.

Wet van Joule.

Conclusie:	
Electr.energie-verbruik in AB	aantal ontw. cal. in AB.
$(V_A - V_B)\ i\ t_{sec}$ Joule	$0{,}24\ (V_A - V_B)\ i\ t_{sec}$ cal.
$i^2\ r\ t_{sec}$ Joule	$0{,}24\ i^2\ r\ t_{sec}$ cal.

Opmerking: a) Deze formule geldt ook voor het electrolyt in het element, r is dan de weerstand van het electrolyt.

b) Men dient zich goed te realiseren, dat in ieder onderdeel van de stroomkring electrische energie wordt omgezet in warmte.

c) Bij de warmtewerking van de stroom wordt dus electrische energie omgezet in warmte.
Deze electrische energie wordt geleverd door het element: bij het handhaven der potentiaalsprongen wordt scheikundige energie omgezet in electrische energie.

Par. 4) Bepaling van de arbeidswaarde van een calorie.

N.B. In de warmteleer hebben we drie methoden opgenoemd ter bepaling van de arbeidswaarde van 1 calorie, nl.:

I Met behulp van de warmtewerking van de electr. stroom.

II Door middel van de proef van Robert Mayer.

III Door middel van de proef met de kartonnen koker.

Hiervan werden II en III in de warmteleer behandeld. Methode I, die de belangrijkste is, zullen we nu bespreken.
Bij deze proef nemen we dezelfde opstelling als bij de proef van par. 1 punt 3.
We laten nu een stroom van bekende sterkte (i amp.) gedurende een bekend aantal seconden door de weerstand AB stromen en bepalen het aantal graden, dat de calorimeter in dit tijdsinterval in temperatuur stijgt.
We stellen 1 cal. ≡ A Joule en maken nu de warmtebalans op.

Opgenomen calorieën	afgestane calorieën.
$W(T_2-T_1) + m.c.(T_2-T_1)$ cal.	$(V_A-V_B)\ it_{sec}$ Joule $\equiv \dfrac{(VA-VB)it_{sec}}{A}$ c.

opgenomen cal. = afgestande cal.

We vinden: $A = 4{,}19$

dus: $\boxed{\begin{array}{l} 1 \text{ cal.} \equiv 4{,}19 \text{ Joule} \\ 1 \text{ J.} \equiv 0{,}24 \text{ cal.} \end{array}}$

Par. 5) Electrisch vermogen (stroom-effect)

1) Definitie: Onder het vermogen van een bepaalde stroom in een bepaalde weerstand verstaat men het aantal Joule electrische energie, dat PER SECONDE in deze weerstand vrijkomt.

Het vermogen wordt aangegeven door de letter P.

dus: $$\boxed{P = (V_A - V_B)\ i = i^2\ r\ \frac{\text{Joule}}{\text{sec}}}$$

Definitie: $1\ \frac{\text{Joule}}{\text{sec}} = 1$ Watt.

dus: $$\boxed{\begin{aligned} P &= (V_A - V_B)\ i \text{ Watt} = \frac{(V_A - V_B)\ i}{1000} \text{ K.Watt.} \\ &= i^2\ r \text{ Watt} \\ &\equiv 0{,}24\ (V_A - V_B)\ i\ \frac{\text{cal.}}{\text{sec.}} \end{aligned}}$$

2) "Stroomverbruik".

1 Joule = 1 Watt x 1 sec. ⟵ vergelijking van Giorgi.
= 1 Wattseconde.

1 Wattseconde is dus een eenheid van HOE-VEEL-HEID energie: het is de energie die per seconde geleverd wordt door een stroom met een vermogen van 1 Watt.

Hiervan afgeleid is de eenheid:

1 kiloWatt uur = 1 K.W.h. = de energie, die in een uur geleverd wordt door een stroom met een vermogen van 1 K.Watt.

1 K.W.h. = 1000 Watt x 3600 sec. = 3600000 Joule.

In deze eenheid wordt de electrische energie verkocht bij de "Stroomverkoop". 1 KWh kost b.v. 10 ct.

Getallenvoorbeelden.

a) Een lamp van 100 watt brandt 3 uur.
1 Kwh kost 10 ct.
Gevraagd: 1) Het energie verbruik.
2) De prijs.

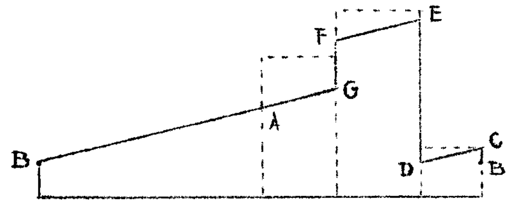
b) VA - VB = 125 Volt.
i = 0,2 Amp.
tijd = 3 uur.
1 Kwh kost 9 ct.
Gevr: 1) Het energie-verbruik.
2) de prijs.

c) i = 5 Amp.
r = 100 Ω
tijd = 4 uur.
1 Kwh kost 20 ct.
Gevr: 1) Het energie-verbruik.
2) de prijs.

Opmerking: a) Het behoeft geen betoog, dat de termen "stroom verbruik" en "Stroomverkoop" onjuist zijn. Er wordt immers geen lading verbruikt resp. verkocht, maar wel electrische energie.

b) Niet verwarren: 1 Watt is een eenheid van vermogen.
1 Kwh is een eenheid van hoeveelheid energie.

Par. 6) Electrisch energie verbruik in een gesloten kring.



We beschouwen het geval, dat een element van volta gesloten is door een koperdraad.

Electr.Energie verbruik in Z_n = $(V_C - V_D) i\ t$ Joule = $i^2 r_{zn}\ t$ Joule

Electr.Energie verbruik in H_2SO_4 = $(V_E - V_F) i\ t$ Joule = $i^2 r_{H2SO4}\ t$ Joule

Electr.Energie verbruik in C_u = $(V_G - V_A) i\ t$ Joule = $i^2 r_{Cu}\ t$ Joule

Electr.Energie verbruik in r_u = $(V_A - V_B) i\ t$ Joule = $i^2 r_u\ t$ Joule
———————————————— +

Tot.electr.Energie verbruik = $E_{mk} . i . t$ Joule = $i^2 r_{in}\ t + i^2 r_u\ t$ Joule.

Conclusie: I De electr. energie, die door het element in t seconden aan de hele stroomkring geleverd wordt, is:
$E_{mk} \cdot i \cdot t$ Joule.

dus: E_{mk}(in volt) x hoofdstroom(in Amp) x tijdsduur (in seconden)

Conclusie: II Deze energie vinden we terug als warmte in de verschil lende onderdelen van de kring.

Door het element geleverde energie

$$E_{mk}\ i.t = \underbrace{i^2 r_{in} t}_{\text{aan weerst van elem. zelf}} + \underbrace{i^2 r_u t}_{\text{aan uitw. weerst.}} \text{ Joule}$$

Ontwikkelde warmte.

$$0{,}24 E_{mk} i.t = \underbrace{0{,}24\ i^2 r_{in} t}_{\text{in de weerstand v.h. element zelf}} + \underbrace{0{,}24 i^2 r_u t}_{\text{in de uitwendige weerstand}} \text{ cal}$$

2) Goed uit elkaar houden:

a) Energie verbruik in DE HELE KRING = $E_{mk} \times i_{\varphi} \times t$ Joule.

b) Energie verbruik in EEN WEERSTAND AB = $(V_A - V_B) \times i_{AB} \times t$ J.

3) Energie verbruik in een kring met batterij en stroomvertakking.

Dan is de hoofdstroom:

$$i_{\varphi} = \frac{E_{mk}^{result.}}{R_{in} + R_u} \text{ Amp.}$$

dus: $E_{mk}^{result.} = i_{\varphi} \cdot R_{in} + i_{\varphi} R_u$

dus:

$$\boxed{\underbrace{E_{mk}^{result.} \times i_{\varphi} \times t}_{\text{totaal door batt. gelever de energie}} = \underbrace{i^2_{\varphi} \times R_{in} \times t}_{\text{aan de weer stand van de batt. zelf}} + \underbrace{i^2_{\varphi} \times R_u \times t}_{\text{aan de buiten leiding}} \text{ Joule}}$$

Par. 7 Toepassingen.

1) De temperatuurstijging in een stroomgeleidende draad in een gegeven tijdsinterval.

$Q = 0{,}24\ i^2 r\ t_{sec}$ cal.
$Q = m\ .\ c\ .\ \Delta T$ cal.

dus: $m.c.\Delta T = 0{,}24\ .\ i^2\ r.t_{sec}.$

dus: $1 \times O \times S \times C \times \Delta T = 0{,}24.\ i^2.\ \rho.\ \frac{1}{O}.t_{sec}.$

Hieruit volgt:

$$\Delta T = 0{,}24 \frac{i^2.\ \rho\ .t_{sec}}{S\ .\ C\ .\ O^2} \text{ graden C.}$$

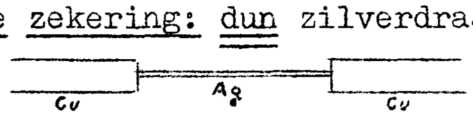
of

$$\frac{\Delta T}{t_{sec}} = 0{,}24 \frac{i^2.\ \rho}{S\ .\ C\ .\ O^2}$$

Conclusie: Voor verschillende draden van dezelfde stof is de temperatuurstijging PER SEC bij een gegeven stroomsterkte o.e. met het KWADRAAT van de DOORSNEDE.

Opmerking: Bij deze afleiding is verondersteld, dat de omgeving geen warmte van de draad opneemt.

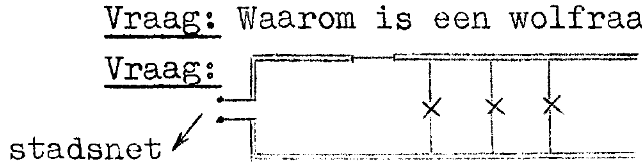
2) De zekering: dun zilverdraadje, smelt door als i groter wordt dan b.v. 6 Amp.



Smeltpunt van zilver 960,5 °C.

Vraag: Waarom is een wolfraamdraadje ongeschikt als zekering?

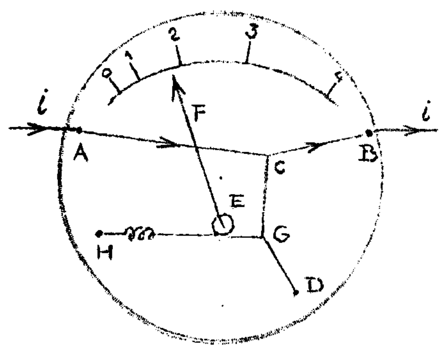
Vraag:



De lampen in huis zijn parallel geschakeld. Leg uit, waarom de zekering doorbrandt als er te veel lampen worden aangedraaid?

3) Gloeilampen: Zie Schw. II blz. 173.

N.B. 4) Thermische stroommeter. (hittedraad Ampèremeter)



In nevenstaande figuur is het principe aangegeven van een STROOMMETER, die op de warmtewerking van de stroom berust: de z.g. thermische stroommeter.
Het systeem bestaat uit een draad AB, die door dedraden CD en GH gespannen wordt gehouden. De draad GH loopt over een katrolletje E, verbonden met de wijzer F.
Wordt AB door de stroom i verwarmd, dan zet hij uit, zodat het punt C naar beneden gaat en de katrol met de wijzer wordt gedraaid.
De uitslag van de wijzer is ONGEVEER evenredig met de warmteontwikkeling in de draad en dus MET HET KWADRAAT VAN DE STROOMSTERKTE (Kronig blz. 209)
De schaalverdeling is dus niet lineair.

N.B. Men kan aan de wijzeruitslag niet zien IN WELKE RICHTING de stroom door AB gaat.

N.B. Deze thermische stroommeter (hittedraad Ampèremeter)is geschikt voor het meten van GELIJKSTROMEN EN WISSELSTROMEN. (zie later)

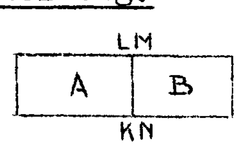
Par. 8) Opmerking met het oog op de hogere studie.

We hebben de Wet van Joule afgeleid uit de wetten van Ohm. In de hogere natuurkunde (zie Kronig blz. 208) gaat men uit van de experimenteel gevonden wet van Joule: $W = (V_A - V_B)\ i\ t_{sec.} = i^2 R\ t_{sec}$ Joule.

R is op dat ogenblik nog een onbekende grootheid, die volgens $R = \rho \frac{l}{O}$ afhangt van de soort der stof en de afmetingen der geleider. De grootheid R wordt dan gedefinieerd als de weerstand van de geleider.
Uit de wet van Joule volgt dan: $V_A - V_B = i\ R \longrightarrow$ Wet van Ohm.

Par. 9) Thermo - electriciteit.

1) Inleiding.



Brengt men twee verschillende metalen A en B met elkaar in aanraking, zo dat de dikte van de grenslaag van de grootte orde der moleculen wordt, dan zullen (zoals in par. 1 van Hoofdstuk II behandeld werd) de metalen verschillende potentialen krijgen: A en B worden elk equipotentiaal-ruimten; in de grenslaag KLMN treedt een potentiaalsprong op; de totale lading van A is gelijk en tegengesteld aan de totale lading van B.

De potentiaalsprong tussen A en B is:

I ONAFHANKELIJK van de GROOTTE van het contact-oppervlak.

II Afhankelijk van de soort der metalen.

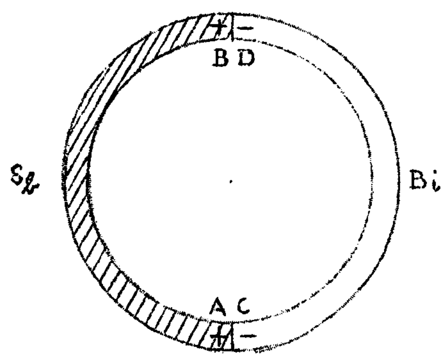
III AFHANKELIJK VAN DE TEMPERATUUR: bij hogere temperatuur is de potentiaalsprong groter.

In deze paragraaf gaat het ons om een toepassing van het feit dat de potentiaalsprong tussen twee metalen afhankelijk is van de temperatuur;
We zullen zien hoe deze afhankelijkheid kan benut worden OM WARMTE OM TE ZETTEN IN ELECTRISCHE ENERGIE.

2) Thermo - element.

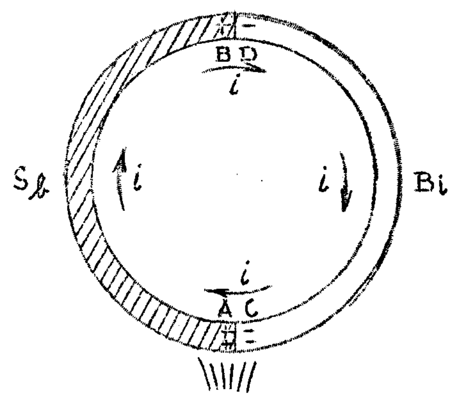
Van twee draden AB en CD van verschillende metalen worden de uiteinden A en C en de uiteinden B en D aan elkaar gelast (door samensmelting verenigd.)
De aldus ontstane kring heet een thermo-element.
In het onderstaande beschouwen we een thermo-element, dat is samengesteld uit de metalen antimonium en bismuth.

Contactpunten dezelfde temp.



Bij contact tussen Antimoon (S_b) en bismuth (B_i) krijgt het antimoon een + en het bismuth een - potentiaal.
(De Bi-kernen oefenen dus grotere krachten op de vrije electronen uit dan de S_b-kernen)
Aan elk der contactpunten AC en BD bestaat dus een potentiaalsprong. Omdat de contactpunten dezelfde temperatuur hebben, zijn deze potentiaalsprongen even groot. In de kring treedt dus geen resulterende Emk op, dus ook geen stroom.

Contactpunten versch. temp.



We geven het contactpunt AC een hogere temperatuur dan het contactpunt BD.
In het verwarmde contactpunt AC gaan nu electronen van + $\rightarrow$ -, waardoor in dit contactpunt een grotere potentiaalsprong ontstaat dan in het contactpunt BD.
In de kring treedt nu dus een resulterende Emk op, die het electronengas van de metalen zo doet bewegen, dat de electronen in het verwarmde contactpunt van + $\rightarrow$ - gaan.
In de kring treedt dus een stroom op, die in het verwarmde contactpunt van - $\rightarrow$ + gaat. Deze stroom heet thermo-stroom.

De E^{res}_{mk} van de thermokring = $(V_A - V_C) - (V_B - V_D)$

De sterkte van de thermo-stroom is:

$$i_{\phi} = \frac{E^{res.}_{mk}}{R_{kring}} \text{ Amp.}$$

N.B. 3) DE ERVARING LEERT, dat E^{res}_{mk} RECHT EVENREDIG is met het temperatuursVERSCHIL tussen de contactpunten van het thermo-element.

$$\text{Dus: } E^{res}_{mk} = C \cdot \Delta T \text{ volt.}$$

C is hierin een natuurconstante, die alleen afhangt van de soort der metalen.

Voor B_i en S_B is $C = 100 \cdot 10^{-6} \frac{\text{volt}}{\text{graad temp. VERSCHIL}}$

Tabel:

C	100	73	72	0	$\times 10^{-6}$ $\frac{\text{volt}}{\text{graad temp. VERSCHIL}}$
	S_B	Z_n	C_u	B_i	

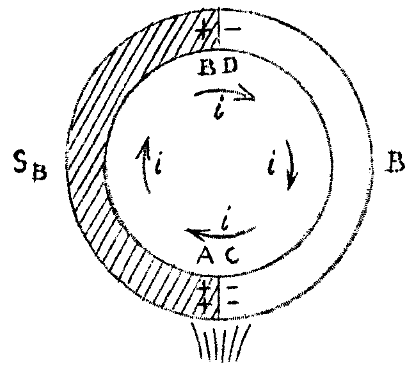
Conclusie: De sterkte van een in een thermo-element optredende stroom is:

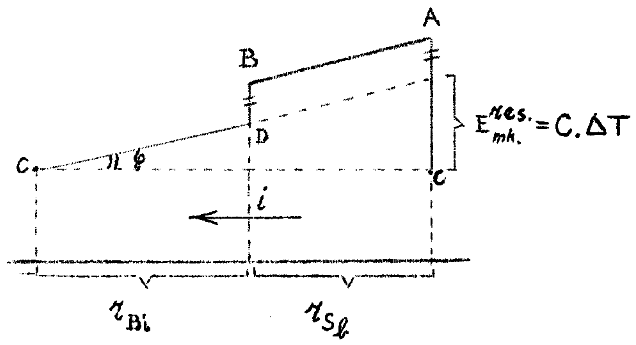
N.B.

$$\boxed{i_{\phi} = \frac{C}{R_{kring}} \cdot \Delta T \text{ Amp.}}$$

Hierin is: C de thermoconstante in $\frac{\text{volt}}{\text{graad temp. VERSCHIL}}$
ΔT het temp. verschil tussen de contactpunten
R_{kring} de substitutie weerstand van de kring.

4) Grafiek van de potentiaaldaling in een thermo-kring.





$$i_Q = tg\,\varphi = \frac{C.\Delta T}{R_{kring}}$$

We stellen vast:

I In de kring treden dus twee potentiaalsprongen op.

II Iedere sprong wordt bepaald door:

a) de verschillende krachten die de kernen der verschillende stoffen op de vrije electronen uitoefenen.

b) de temperatuur van het contactpunt.

III De natuur zal er naar streven om de bij de temperatuur van het contactpunt behorende potentiaalsprong te handhaven.

5) Nadere beschouwing.

Ten gevolge van de resulterende E.M.K. beweegt het electronengas van de metalen als een onsamendrukbare vloeistof in de kring: door iedere doorsnede gaat per sec. dezelfde hoeveelheid lading.

In de grenslaag BD gaan de electronen van lage naar hoge potentiaal. In deze grenslaag krijgen de electronen dus een extra winst aan A.v.B. Daar het electronengas in zijn geheel als een onsamendrukbare vloeistof beweegt, moeten de electronen na het passeren van BD hun extra winst aan stromingsenergie omzetten in een winst aan kin. energie van de corpuscula van het metaal.
Concl: De thermostroom heeft in het niet van buitenaf verwarmde contactpunt BD een EXTRA WARMTEWERKING.

In de grenslaag AC gaan de electronen van hoge naar lage potentiaal. In deze grenslaag lijden de electronen dus een VERLIES aan stromings energie. Dit verlies zou op zichzelf beschouwd tot gevolg hebben, dat de potentiaalsprong bij AC kleiner werd. Maar de natuur streeft ernaar om de bij de heersende temperatuur passende potentiaalsprong te handhaven. In het contactpunt AC zal dus WARMTE OMGEZET WORDEN IN ELECTRISCHE ENERGIE.
Zouden we dus ophouden met warmte toe te voeren aan het contactpunt AC, dan zou dit door de thermostroom worden AFGEKOELD.

Conclusie: Om de potentiaalsprong bij het van buitenaf verwarmde contactpunt te handhaven, moeten we voortdurend warmte aan dit contactpunt blijven toevoeren.

Eindconclusie:

I De thermostroom streeft er naar om het temperatuurverschil tussen de contactpunten op te heffen: In het niet van buitenaf verwarmde contactpunt heeft de thermostroom een extra

verwarmende werking; in het van buiten af verwarmde contactpunt heeft de thermostroom een afkoelende werking.
(Dit verschijnsel staat bekend als het PELTIER-effect.)

II Om de resulterende Emk in de thermokring in stand te houden moet men het contactpunt BD voortdurend afkoelen en aan het contactpunt AC voortdurend warmte toevoeren.

III De energie van een thermostroom wordt verkregen door een omzetting van WARMTE IN ELECTRISCHE ENERGIE.

7) Verantwoording der energie.

$$E_{MK}^{res} = i_{\phi} \cdot R_{kring}$$

$$(V_A - V_C) - (V_B - V_D) = i_{\phi} \cdot R_{kring}.$$

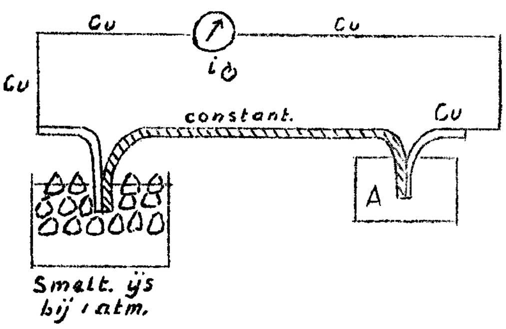
$$(V_A - V_C)\, i_{\phi}\, t_{sec} - (V_B - V_D)\, i_{\phi}\, t_{sec} = i_{\phi}^2 R_{kring}\, t_{sec}.$$

dus:

$$\underbrace{(V_A - V_C)\, i \cdot t_{sec}}_{\text{aan de omgeving onttrokken energie in AC}} = \underbrace{(V_B - V_D)\, i \cdot t_{sec}}_{\text{extra warmte ontw. in BD}} + \underbrace{i^2 R_{kring} t_{sec}}_{\text{warmte ontwikk. in de metalen.}} \text{ Joule.}$$

8) Toepassingen van de thermo-stroom.

a) TEMPERATUURMETING met thermo element.



$$i_{\phi} = \frac{E_{mk}^{res}}{R_{kring}} = \frac{C}{R_{kring}} \cdot \Delta T$$

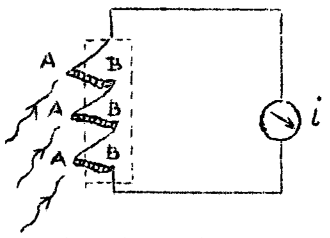
dus:

$$\boxed{\Delta T = \frac{R_{kring}}{C} \cdot i_{\phi}}$$

Aldus bepaalt men de temperatuur in de ruimte A (^{o}C)

Met behulp van een thermo-element kan men zowel zeer hoge als zeer lage temperaturen meten.

b) STRALINGSMETING met thermo-zuil.



Een thermozuil is een groot aantal in serie geschakelde thermo-elementen.
De contactpunten A zijn met roet bedekt.
De contactpunten B zijn afgeschermd en worden op constante temperatuur gehouden.
De contactpunten A worden nu bestraald ⟶ het roet zet de opvallende stralingsenergie om in warmte ⟶ de contactpunten A krijgen een hogere temperatuur dan de contactpunten B ⟶ in de gesloten kring treedt een thermostroom op, waarvan de sterkte gemeten wordt met een galvanometer.
Deze stroomsterkte is een functie van de hoeveelheid stralings energie die per sec. op de contactpunten A valt.
Ontwerpt men nu b.v. van het licht van een booglamp een normaal spectrum (zie tralie), dan kan men met behulp van een thermozuil bepalen hoeveel Joule er per sec. per m^2 van iedere lichtkleur door de booglamp wordt uitgestraald. (zie temperatuurstraling)

9) Vraag: Geef een overzicht van alle thermometers, die we tot nu toe gehad hebben.

Antw.: 1) Vloeistofthermometers. 2) Gasthermometers.
3) Metaal - thermometers. 4) Weerstandstherm.
5) Thermo-element.

Deel B van Hoofdstuk III:

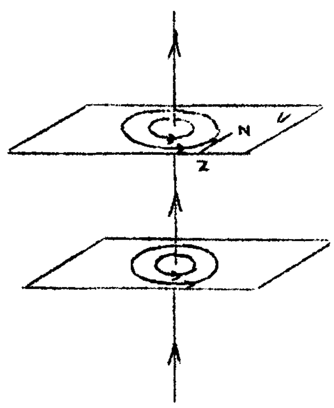
Magnetische werking van de stroom.

A: Magnetisch veld van een stroomgeleider.

Par. 1) Het verschijnsel.

Oerstedt ontdekte in 1820, dat een stroomgeleidende draad wordt omcirkeld door een magnetisch veld.

Proef I Het magn. veld van een rechte stroomgeleider.



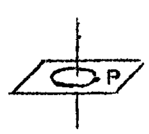
We zien:

1) De rechte stroomgeleider wordt om cirkeld door een magn. veld.
2) De magn. veldlijnen zijn CIRKELS, gelegen in vlakken ⊥ draad.
3) De magn. veldlijnen in vlak V (⊥ draad) zijn concentrische cirkels met het snijpunt v.d. draad en het vlak tot middelpunt.
4) Naarmate de afstand tot de draad groter wordt, wordt het veld zwak ker.
5) De richting van de magn. veldlijnen wordt vastgelegd door:

I De kurketrekker regel van Maxwell: draai een (rechtsdraaiende) kurketrekker zo dat deze vooruit gaat in de richting van de stroom, dan geeft de draairichting de richting van de magn. veldlijnen aan.

II De rechterhand regel van Ampère.

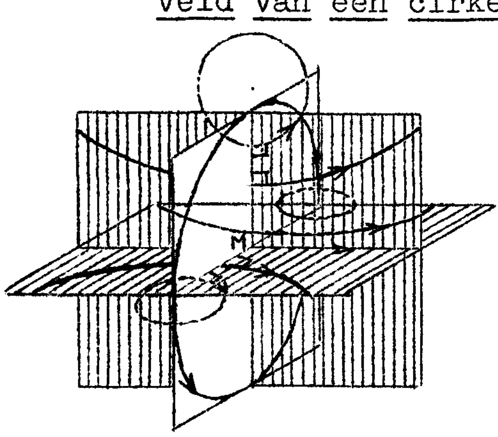
opm. 1) Omdat dit magn. veld door een stroom wordt veroorzaakt, noemt men het ook wel electro-magn.veld. Het is echter een gewoon magn. veld: we zullen n.l. zien, dat ieder magn. veld veroorzaakt wordt door bewegende lading.

2) 

De veldlijnen zijn alleen volmaakte cirkels als de draad ∞ lang is. Ieder stroomelement draagt n.l. bij tot het resulterende magn. veld in een punt P.

3) Een geladen geleider in rust heeft geen magn. veld; zodra de geleider bewogen wordt → magn. veld.

Proef II Het magnetisch veld van een cirkelvormige stroomgeleider: veld van èèn cirkel.



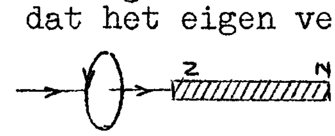
1) De magn. veldlijnen zijn gesloten lijnen gelegen in een vlak door M ⊥ ⊙
2) De magn. veldlijnen doorsnijden het cirkelopp. ⊥
3) Richting:
Volgens kurk.r. van Maxwell.
of: draai de kurketr. rond zodat de draairichting samenvalt met i, dan gaat de kurketrekker vooruit in de richting magn. veldlijnen.
4) In de omgeving van M is het magn. veld homogeen.

Conclusie

N.B.5) i groter → magn. veld sterker.

Conclusie: De cirkelvormige stroomgeleider gedraagt zich als een platte magneet.

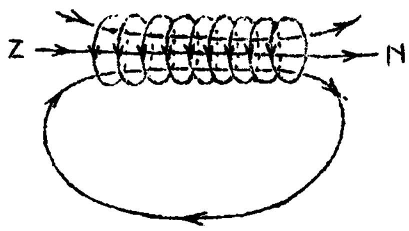
Wordt een draaibare cirkelvormige stroomgeleider in een magn.veld geplaatst dan draait de cirkel zo, dat het eigen veld van de ⊙ past bij het geg. magn. veld.



Proef III: Het magnetisch veld van een solenoïde.

1) Definitie solenoïde. 

2) Proef met ijzer vijlsel.



waarnemingen:

1) Veld in inwendige, homogeen.
2) Richting volgens Maxwell.
3) De veldlijnen zijn gesloten krommen.

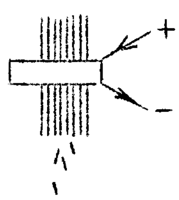
NB. 4) i groter ⟶ veld sterker.

Concl: De stroomgeleidende solenoïde gedraagt zich als een magneet.

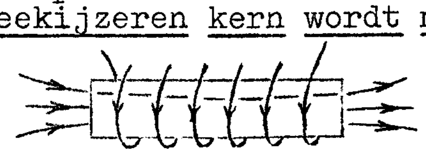
3) Proef draaibare solenoïde in magn. veld. ⟶ de sol. neemt zo'n stand in dat het eigen veld van de sol. past bij het gegeven magn. veld.

Par. 2) Magnetiserende werking van een stroom.

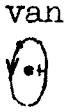
1) Proef.



niet magnetische weekijzeren staaf omgeven door spoel.
∴ de weekijzeren kern wordt magnetisch.



2) Verklaring van het magn. worden der kern volgens Ampère.

a) atoom.  Electronen beschrijven banen om de kern.
∴kringstroompjes ⟶ magnetisch veld.

Bij sommige atomen of moleculen is er een resulterend magn. veld.
∴magn. veld van moleculaire magneten.
Alleen de stoffen waarvan de moleculen (of groepen van moleculen) een resulterend magn. veld hebben, zijn magnetiseerbaar en kunnen als magneten voorkomen.

b)

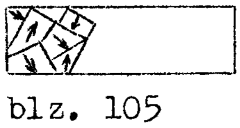
Brengt men een magnetiseerbare stof in een magn. veld dan richten deze kringstroompjes zich zô dat hun veld past bij het geg. magn. veld.
Deze gelijk gerichte moleculaire kringstroompjes hebben ieder een magn. veld. Het resulterende magn. veld is zo, dat het is alsof de magnetiseerbare staaf een stroomgeleidende solenoïde is.
Zie Schw. Deel II blz. 196.

c) Toevoeging van Einstein - De Haas.

De oorzaak van het ferro magnetisme is niet te zoeken in de kringstroom der electr. om de kern, maar in de om hun eigen as draaiende electronen.
Dit z.g. "Spinning-electron" is op te vatten als een elementair magneetje. Hoe meer spins // des te sterker is het ferro magn.
Soms hebben de kernen ook een spin.

Opm. 1) Neemt men het uitwendige magnetiserende veld weg, dan zullen de elementaire kringstroompjes voor een deel weer een willekeurige stand gaan innemen. Het magn. dat overblijft heet remanent magnetisme.

Opm. 2) Neemt men een niet magnetische staaf van een ferro magnetische stof, dan komen daarin volgens de ervaring kleine gebiedjes voor, waarin alle elementaire kringstroompjes gelijk gericht zijn. De grootten van deze gebiedjes kan variëren van 10^{-6} cm. tot enige cm.



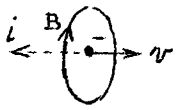
Deze gebiedjes noemt men de Weiszgebiedjes.

Opm. 3) blz. 105

Opm. 3) Bij het magnetiseren van een metaal wordt arbeid verricht op de elementaire magneetjes. Een gedeelte van deze arbeid wordt omgezet in kinetische energie van de corpuscula ⟶ Bij het magn. wordt de staaf warm.
Wordt het magnetiserende veld weggenomen dan draaien de moleculaire magn. voor een deel in de wanordelijke stand terug, ten koste van de kinetische energie ⟶ de stof koelt af.
Hierop berust het bereiken van lage temp. door adiabatische demagnetisatie.
(Schw. III blz. 157)

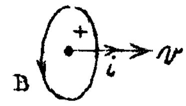
Par. 3) <u>Conclusie:</u> Man kan de magnetische verschijnselen geheel verklaren <u>uit de</u> electrische en wel als èèn der werkingen van <u>BEWEGENDE electrische ladingen,</u> dus van electrische stromen.
<u>NB.</u>

bewegende - lading {electronen, - ionen}



Bewegend - deeltje naar rechts ⟶ i naar links.
Magn. veld gericht volgens Maxwell.

bewegende lading {+ionen, +geladen lich.}

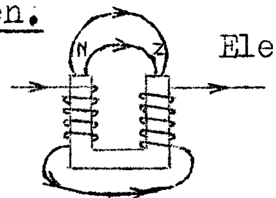


Bewegend + deeltje naar rechts ⟶ i naar rechts.
Magn. veld volgens Maxwell.

NB. De magnetische verschijnselen moeten dus <u>niet</u> als zelfstandige verschijnselen beschouwd worden, doch als <u>een</u> der werkingen van <u>bewegende</u> electrische lading.

Par. 4) Toepassing van de magnetische werking van de stroom.

1) <u>Electromagneten.</u>



Electrische bel, telefoon.

2) <u>Stroommeetinstrumenten.</u>

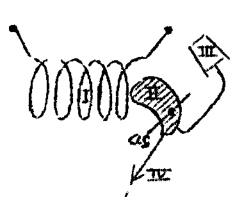
I) Fam. van de tangenten boussole (verouderd)

1) De tangenten boussole:  magneetje in homogeen veld om M.

2) Galvanoscoop. 

3) Spiegel galvanometer.

II) <u>Weekijzer</u> <u>Ampèremeter.</u>



I Spoel, solenoïde.
II <u>Weekijzer</u> plaatje.
III Luchtweerstand.
IV Wijzer.

<u>NB. Met de weekijzer Ampèremeter kunnen zowel wisselstromen als gelijkstromen gemeten worden.</u>

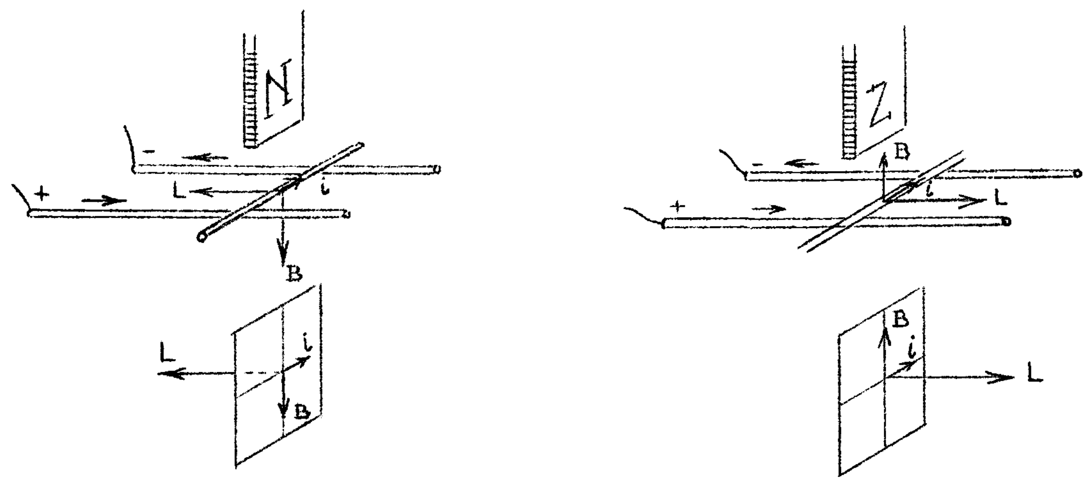
Opm. 1) Omdat deze stroommeter alleen gevoelig is voor stromen van de grootte orde van 1 Ampère heet de meter <u>Ampèremeter.</u>

2) Andere uitvoering: Schw. IV blz. 105, fig. 106.

B: Werking van een magnetisch veld op een stroom.

Par. 1) Het verschijnsel.

1) Proef:



Conclusie: Een stroomgeleidende draad ondervindt in een magnetisch veld een ZIJDELINGS gerichte kracht, die loodrecht staat op het meetkundige vlak door $\vec{i}$ en $\vec{B}$.

2) Het bestaan van deze kracht is in 1820 ontdekt door Oersted. (Hans Christiaan Ørsted. 1777 - 1851, Deen; medicus → Nat. prof.) LORENTZ (Hendrik Antoon Lorentz 1853 - 1928, geboren te Arnhem.) heeft het bestaan van deze kracht theoretisch bewezen en haar grootte afgeleid. Daarom noemt men deze kracht de LORENTZ-kracht. We zullen het bestaan van deze Lorentz-kracht aannemen bij wijze van empirisch axioma.

3) Bovenstaande proef leert:

I De Lorentz-kracht ⊥ vlak door $\vec{i}$ en $\vec{B}$

II De richting van de Lorentz-kracht wordt vastgelegd door de I - B regel van Maxwell:

Draai een (rechts draaiende) kurketrekker van i naar B over de kleinste hoek dan geeft de voortgaande richting van de kurketrekker de richting van de Lorentzkracht aan.

III De grootte van L hangt af van:

a) de sterkte van i: i groter → L groter.

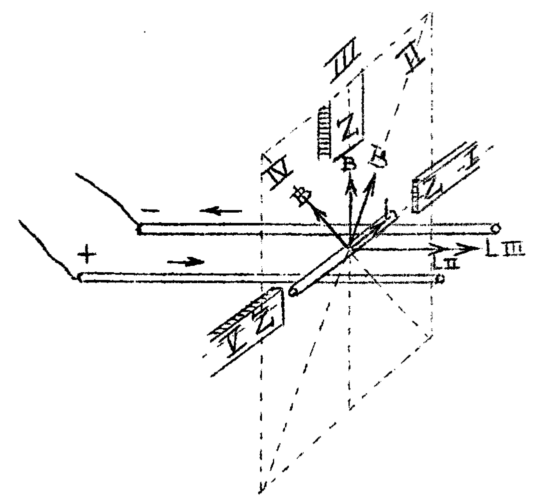
b) de lengte van het "stroomelement" dat zich in het magnetisch veld bevindt: de rails verder uit elkaar → L groter.

c) de sterkte van het magnetisch veld op de plaats van het stroomstuk: sterkere magneet → L groter.

d) de hoek tussen $\vec{i}$ en $\vec{B}$:

Zuidpool in verschillende standen.

zie blz. 107



Zuidpool in verschillende standen.

Stand I $\rightarrow \alpha(\vec{i},\vec{B}) = 0 \rightarrow L=0$

" II $\rightarrow \alpha(\vec{i},\vec{B}) = 45^\circ \rightarrow L=L_{45}$

" III $\rightarrow \alpha(\vec{i},\vec{B}) = 90^\circ \rightarrow L=L_{90}$ is max.

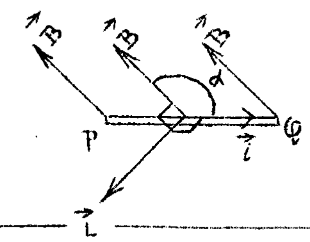
" IV $\rightarrow \alpha(\vec{i},\vec{B}) = 135^\circ \rightarrow L=L_{135}=L_{45}$

" V $\rightarrow \alpha(\vec{i},\vec{B}) = 180^\circ \rightarrow L=0$

Conclusie:

Bij een gegeven stroomstuk, gegeven i en gegeven B is de Lorentz-kracht:
maximaal als $\alpha(\vec{i},\vec{B}) = 90^\circ$
nul als $\alpha(\vec{i},\vec{B}) = 0^\circ$ of 180°

4) Conclusie uit par. 1:



Een stroomgeleidend draadstuk PQ ondervindt in een magnetisch veld een normaal op $\vec{I}$ en $\vec{B}$ gerichte kracht, overeenkomstig de I - B regel van Maxwell.
Deze kracht heet LORENTZ-kracht.
De grootte van de Lorentzkracht hangt af van: i, de lengte van PQ, B en α.

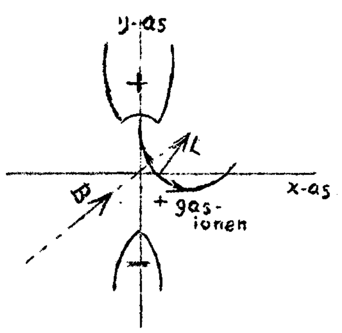
5) Opmerking: De Lorentzkracht hangt dus af van i, PQ, B en α. De onderzoekingen wijzen uit, dat dit ook de enige grootheden zijn waar L van afhangt.
L hangt b.v. niet af van het materiaal waaruit de geleider bestaat.

Par. 2) Wat is deze Lorentz-kracht?

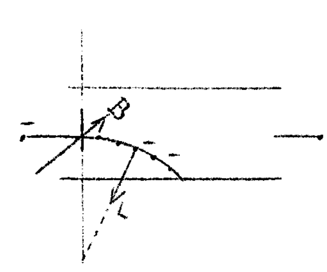
Stelling: De Lorentz-kracht is een normaal volgens de I-B regel gerichte kracht op een in een magnetisch veld BEWEGENDE LADING.

Bewijs door proeven:

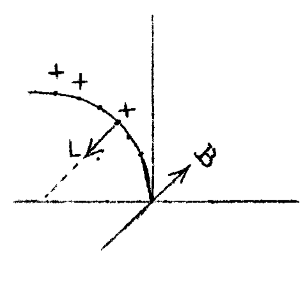
1) Booglamp in magn. veld



2) Electronenstraal (β straal) in magn. veld.



3) α -straal in magnetisch veld.



Bij deze proeven bewegen VRIJE positief of negatief GELADEN deeltjes in een magnetisch veld. Uit de beschreven baan blijkt, dat tijdens deze beweging op de geladen deeltjes een volgens de I-B regel gerichte kracht werkt $\rightarrow$ Lorentz-kracht.

Opm. Nader onderzoek wijst uit dat de grootte van de Lorentz-kracht op de bewegende geladen deeltjes niet afhangt van de materie waaruit de geladen deeltjes bestaan: Het gaat bij de Lorentz-kracht dus alleen om de beweging van de lading in een magnetisch veld.

Conclusie: I De Lorentzkracht is een normaal volgens de I-B regel gerichte kracht op een

IN EEN MAGNETISCH VELD

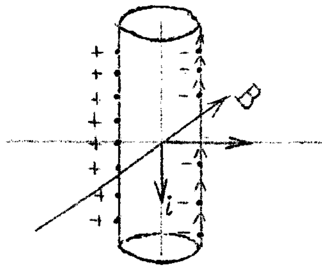
BEWEGENDE

LADING

II De Lorentz-kracht op een stroomgeleidende draad in een magnetisch veld is dus een normaal volgens de I-B regel gerichte kracht OP DE BEWEGENDE ELECTRONEN van het electronengas in de draad.

Vraag: Hoe komt het dan, dat de DRAAD bewogen wordt?

Antw.:

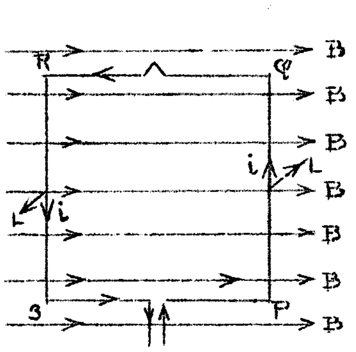


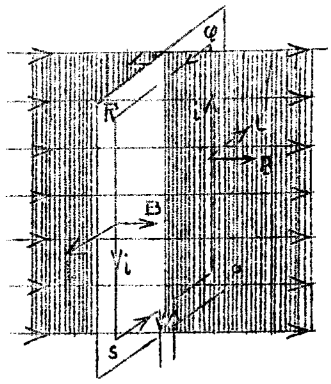
Primaire werking: De stromende electronen ondervinden van het magn. veld een naar rechts gerichte Lorentz-kracht.
Secundaire werking: De naar rechts getrokken electronen trekken de + kernen van de linkerkant van de draad mee → DE DRAAD BEWEEGT NAAR RECHTS.

Opmerking: Het is nu ook duidelijk waarom L niet afhangt van het materiaal van de geleider.

Par. 3) Proeven met draaibare geleiders in een magnetisch veld.

1) Draadraam in een homogeen magnetisch veld.

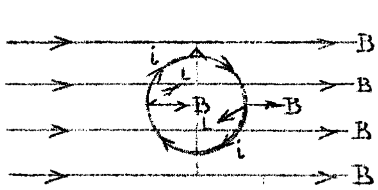


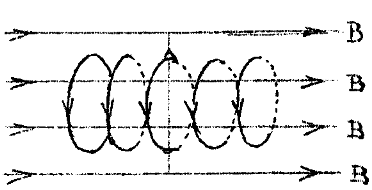


De Lorentz-krachten op PQ en RS vormen een koppel. In de getekende stand werken op QR en SP geen Lorentz - krachten.

Het raam draait zô om de verticale as, tot:
1° Het moment van het Lorentz-koppel = 0 .
Dan staat het vlak v.h.raam ⊥ $\vec{B}$
2° Het eigen magn.veld van het raam past bij het gegeven veld $\vec{B}$.
In deze stand werken op QR en SP wel Lorentz-krachten (heffen elkaar op)

2) Draaibare solenoïde in een homogeen magnetisch veld.





Solenoïde ⊥ vlak van tekening.
Op iedere cirkelwinding werkt resulterend een Lorentz-koppel.

De solenoïde stelt zich zo in,dat:
1° voor iedere cirkelwinding het moment v.h. resulterend Lorentz-koppel = 0
2° Het eigen homogene magnetisch veld in het inwendige van de solenoïde // en gelijk gericht is met het gegeven magn. veld.

Conclusie: Met behulp van een in alle richtingen vrij draaibare solenoïde, kan men de richting van een magnetisch veld bepalen.

3) Andere demonstratie proeven. (zie les)

Par. 4) Algemene conclusie over de werking van een magnetisch veld.

De proeven van Par. 1,2 en 3 maken ons vertrouwd met het bestaan en de werkrichting van de Lorentz-kracht.

De proeven 1) en 2) van par. 3 leiden ons tot een vèr-gaande conclusie over de werking van een magnetisch veld:

De proef met het vrij draaibare draadraam geeft ons n.l. een dieper inzicht in hetgeen er volgens Ampère met een atoom of molecul van een magnetiseerbare stof gebeurt als dit in een magnetisch veld komt: het magnetisch worden van een magnetiseerbare stof in een magnetisch veld wordt in wezen veroorzaakt door werkingen van Lorentz-krachten op en rond de kernen. Draaiende satelliet electronen.
De proef met de vrij draaibare solenoïde geeft ons de verklaring van het feit, dat een vrij draaibare magneet in een magnetisch veld een bepaalde stand inneemt: volgens Ampère kan een magneet immers gelijkgesteld worden met een stroomgeleidende solenoïde. De richting aanwijzing van een magneet wordt dus in wezen veroorzaakt door de werkingen van Lorentz-krachten.

N.B. Conclusie: DE WERKING VAN EEN MAGNETISCH VELD BESTAAT IN WEZEN ALTIJD IN HET UITOEFENEN VAN LORENTZ-KRACHTEN OP STROMEN.

C : De magnetische VELDSTERKTE; De formule voor de Lorentz-Kracht.

Par. 1) Inleiding.

Analoog aan de vector van veldsterkte $\vec{E}$ in een punt van een electrisch veld, zullen we om een magnetisch veld te beschrijven eveneens gebruik maken van
een VECTOR: de magnetische veldsterkte $\vec{B}$.

De richting van deze vector in een bepaald punt van een magnetisch veld hebben we al eerder gedefinieerd (zie blz. 2)

Definitie: Onder de richting van een magnetisch veld in een bepaald punt verstaat men de richting van de magnetische as van een in alle richtingen vrij draaibaar (infinitesimaal klein) magneetje in dat punt, en wel de richting waarin de noordpool van dat magneetje wijst.

Daar een magneet equivalent is met een stroomgeleidende solenoïde is het natuurkundiger om de richting van de vector der magnetische veldsterkte in een punt te definiëren als de richting waarin de as van een (infinitesimaal kleine) in alle richtingen vrij draaibare stroomgeleidende solenoïde zich instelt, en wel de richting die past bij de kurketrekkerregel van Maxwell.
De grootte van de vector der magnetische veldsterkte $\vec{B}$ in een punt van het veld zal in een van de volgende paragrafen gedefinieerd worden. Daar de werking van een magnetisch veld in wezen altijd bestaat in het uitoefenen van Lorentz-krachten op stromen,
N.B. is het logisch, dat de grootte van de magnetische veldsterkte in een punt gemeten wordt naar de grootte van de Lorentz-kracht, die een stroomelement in dat punt ondervindt.

Par. 2) De stroombalans.

1) Het instrument.

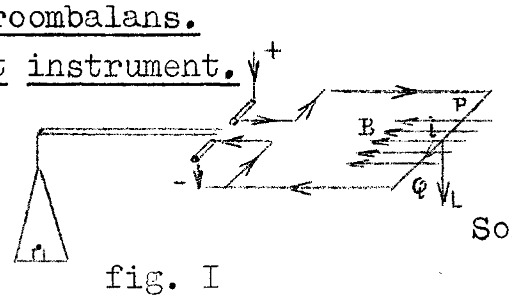
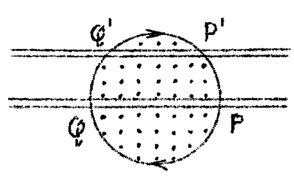


fig. I



Solenoïde ⊥ vlak van tekening.

fig. II

Voor een beschrijving van het instrument, zie Schw. IV blz. 71

2) De opstelling:

Met behulp van een stroomgeleidende solenoïde (zie fig.II) zorgt men er voor, dat het rechte stroomelement PQ zich in een homogeen magnetisch veld bevindt waarvan de veldlijnen horizontaal lopen en naar links gericht zijn.
Op het stroom element PQ werkt dan een verticaal naar beneden gerichte Lorentzkracht. Op de schaal plaatst men zoveel gewicht, dat de balans in evenwicht is.
Met behulp van een stroombalans kan men de Lorentz-kracht, tot op een millioenste Newton nauwkeurig, meten.

3) Waarnemingen.

We doen nu vier series proeven:

Serie I: Hoe hangt L af van i?

Bij constante B, constante lengte van PQ en constante α veranderen we i.
Conclusie: L is recht evenredig met i.

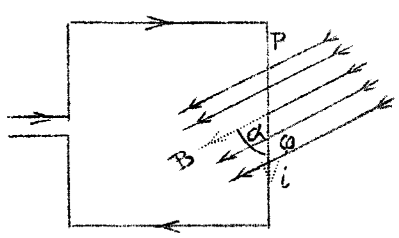
Serie II: Hoe hangt L af van de lengte van PQ?

Bij constante B, i en α veranderen we de lengte van het rechte stroomelement, dat zich in het homogene magnetische veld bevindt. (zie fig.II)

Conclusie: L is evenredig met de lengte van het rechte stroomelement.

Opm.: Deze evenredigheid geldt alleen als het stroomelement RECHT is!

Serie III: Hoe hangt L af van $\alpha\,(\vec{i},\vec{B})$?



boven-aanzicht.

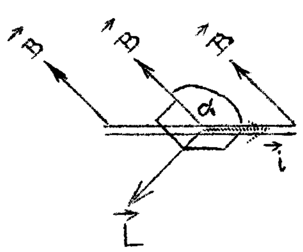
Bij constante B, i en PQ veranderen we $\alpha\ (\vec{i},\vec{B})$ van $0^\circ \rightarrow 90^\circ \rightarrow 180^\circ$.

Conclusie: L is recht evenredig met sin. $\alpha\,(\vec{i},\vec{B})$

N.B. $\alpha(\vec{i},\vec{B})$ is de kleinste hoek tussen $\vec{i}$ en $\vec{B}$.

Opm.: Deze evenredigheid geldt alleen voor een RECHT stroomelement in een homogeen veld.

Conclusie uit de proeven I, II en III



Bevindt een recht stroomelement zich in een homogeen magnetisch veld, dan is de grootte van de op dit stroomelement werkende Lorentz-kracht recht evenredig met het product:
$i \times \ell \times \sin.\alpha$

Hierin is i de stroomsterkte in Amp.
ℓ de lengte v.h. stroomelement in m.
α de kleinste hoek tussen $\vec{i}$ en $\vec{B}$.

Opm.: Het product $i \times \ell$ noemt men "het aantal Ampèremeter van dit rechte stroomelement.
De Lorentz-kracht is dus r.e. met het aantal Amp.meter van het rechte stroomelement.
Twee rechte stroomelementen met hetzelfde aantal Amp.meter ondervinden dus bij gelijke α in hetzelfde veld een even grote Lorentz-kracht.

Serie IV: zie blz. 111

Serie IV: We kunnen de sterkte van het homogene magnetisch veld in de solenoïde vergroten door de stroomsterkte in de solenoïde te vergroten.
We herhalen nu alle proeven van I, II en III bij een sterker gemaakt magnetisch veld en vergelijken de gevonden grootten van de Lorentzkrachten met de overeenkomstige waarden in het zwakkere magnetisch veld.
Het blijkt nu, dat de Lorentz-krachten, die bij de proeven I, II en III in het zwakkere magnetisch veld gemeten werden, in het sterkere veld ALLEN met HETZELFDE GETAL vermenigvuldigd zijn.
(Maken we de stroomsterkte in de solenoïde b.v. 3x zo groot, dan worden ALLE Lorentz-krachten met 3 vermenigvuldigd.)
Hieruit trekken we drie conclusies:

a) De grootte van de Lorentz-kracht hangt af van de sterkte van het magnetisch veld.

b) Uit het feit, dat ALLE Lorentz-krachten in een sterker veld met HETZELFDE getal vermenigvuldigd worden, besluiten we DAT DE LORENTZ-KRACHT ONS IN STAAT STELT OM DE STERKTEN VAN TWEE MAGNETISCHE VELDEN MET ELKAAR TE VERGELIJKEN.

Is bij gegeven i ℓ sin α de Lorentz-kracht in het tweede homogene magnetisch veld b.v. 3x zo groot als in het eerste, dan kunnen we, (omdat de WERKING van een magnetisch veld in wezen ALTIJD bestaat in HET UITOEFENEN VAN LORENTZ-KRACHTEN OP STROMEN), PER DEFINITIE vaststellen, dat het tweede magnetische veld 3x zo sterk is als het eerste.

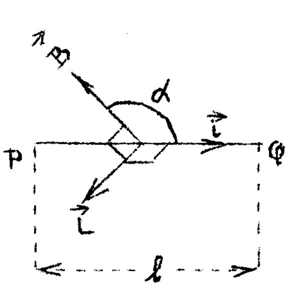
N.B.

> DEFINITIE: De sterkten van twee homogene magnetische velden verhouden zich als de grootten van de Lorentz-krachten, die een recht stroomelement met gegeven i ℓ sin α in deze velden ondervindt.

c) KIEZEN we nu een EENHEID van magnetische veldsterkte, dan kunnen we via de Lorentz-kracht de sterkte van ieder homogeen magnetisch veld vergelijken met de sterkte van het eenheidsveld, m.a.w.

VIA DE LORENTZ-KRACHT KUNNEN WE DE STERKTE VAN EEN HOMOGEEN MAGNETISCH VELD METEN.

4) Eindconclusie uit de proeven met de stroombalans.



I Bevindt een recht stroomelement zich in een homogeen magnetisch veld, dan werkt op dit stroomelement een volgens de I-B-regel gerichte Lorentz-kracht waarvan de grootte r.e. is met het product i x ℓ x sin α.

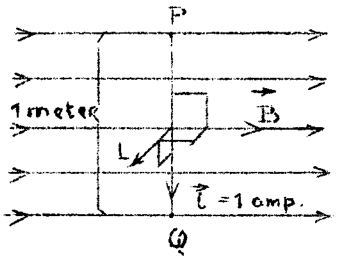
II De sterkten van twee homogene magnetische velden verhouden zich als de grootten van de Lorentz-krachten die twee rechte stroomelementen met dezelfde i x ℓ x sin α in deze velden ondervinden.

III Via de Lorentz-kracht kan men de sterkte van een homogeen magnetisch veld METEN.

Par. 3) zie blz. 112

Par. 3) De magnetische veldsterkte en het meten van magnetische veld - sterkten.

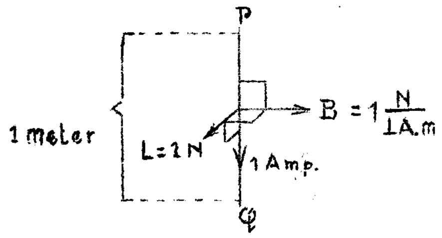
1) De EENHEID van magnetische veldsterkte.



In een homogeen magnetisch veld plaatsen we een rechte stroomgeleidende draad PQ, loodrecht op de richting der magnetische veldsterkte.
De lengte van de draad is 1 meter;
de stroomsterkte is 1 Amp.
Het product i x ℓ is voor dit stroom element dus = 1.

Een recht stroom element waarvan het product van de stroomsterkte (in Amp.) en de lengte (in m.) gelijk is aan 1, zullen we voortaan "een stroomelement van 1 Amp.meter" noemen.
Op het stroomelement PQ werkt een volgens de I-B regel gerichte Lorentz-kracht L. In deze stand ($\alpha = 90^o$) heeft de Lorentz-kracht de grootste waarde die een stroomelement van 1 Amp.meter in dit homogene magnetisch veld kan ondervinden.

Deze maximale waarde van de Lorentzkracht op 1 Amp.meter zullen we als maatstaf kiezen voor de sterkte van het magnetisch veld. Heeft deze MAXIMALE waarde van de Lorentzkracht op een stroomelement van 1 AMP.METER de waarde van 1 NEWTON dan zeggen we, dat het homogene magnetisch veld de EENHEID VAN MAGNETISCHE VELD - STERKTE heeft.



De eenheid van magnetische veldsterkte is

$$1\ \frac{N}{1A.m}$$

Men wil deze eenheid de naam 1 Giorgi geven.

Opmerking: Het is algemeen gebruikelijk om voor de dimensie van de magnetische veldsterkte te schrijven $1\frac{N}{A.m}$, omdat $\sin\alpha$ de dimensie 1 heeft.
Om te benadrukken, dat de Lorentz-kracht op een Amp. meter in een homogeen veld alleen 1 Newton is als $\alpha = 90^o$
Schrijven we $1\frac{N}{1A.m}$

Definitie:	Een homogeen magnetisch veld heeft de sterkte van $1\ \frac{N}{A.m}$ (= 1 Giorgi), als een rechte stroomgeleider, geplaatst loodrecht op de richting van het veld en waarin een stroom ter sterkte van 1 Ampère loopt, per strekkende meter een Lorentz-kracht van 1 Newton ondervindt.

2) Men dient zich goed te realiseren, dat de STERKTE van een homogeen magnetisch veld gemeten wordt naar het aantal Newton van de Lorentzkracht, dat een loodrecht op de magnetische veldrichting geplaatste Amp.meter in dit magnetische veld ondervindt.
N.B. (We hebben hier een duidelijk voorbeeld van een definitie naar het gevolg).
Let verder goed op de richtingen van $\vec{B}$ en $\vec{L}$.

3) Vraag: Wat wil zeggen: een homogeen magnetisch veld heeft een sterkte van $6\frac{N}{1A.m}$?

Antw: d.w.z., dat een loodrecht op dit veld geplaatst recht stroom element van 1 Amp.meter, van dit veld een Lorentzkracht ondervindt van 6 Newton.

4) Opmerkingen.

a) Als het magnetisch veld niet homogeen is, kunnen we niet spreken van DE veldsterkte van het veld, maar alleen van de veldsterkte IN EEN PUNT van het veld.

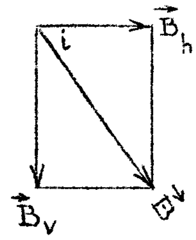
De veldsterkte in een punt van het niet homogene veld zou men moeten meten met behulp van een recht stroomelement.waarvan ℓ zo klein is, dat over deze afstand het veld als homogeen kan beschouwd worden.

b) De oude eenheid van magnetische veldsterkte is 1 gauss.

(Carl Friedrich Gauss (1777 - 1855, als zuiver - en toegepast - wiskundigen kunnen slechts Archimedes en Newton tot zijns gelijken gerekend worden.)

$$1 \text{ gauss} = 10^{-4} \frac{N}{1A.m}$$

c) Zoals op blz. 6 werd vermeld, wordt de aarde omgeven door een magnetisch veld. In de ruimte van het les-lokaal is het aardmagnetisch veld homogeen.



Bij benadering is: $B = 4,7 \cdot 10^{-5} \frac{N}{1A.m}$

$i = 67^\circ$

$B_h = 1,8 \cdot 10^{-5} \frac{N}{1A.m}$

$B_v = 4,3 \cdot 10^{-5} \frac{N}{1A.m}$

5) Magnetische veldlijnen.

Een magnetische veldlijn is een rechte of gebogen lijn waarvan de raaklijn in ieder punt samenvalt met de as van een in alle richtingen vrij draaibare (infinitesimaal kleine) stroomgeleidende solenoïde.

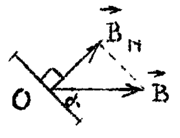
Onder de richting van een magnetische veldlijn verstaat men de richting, die door toepassing van de kurketrekker-regel van Maxwell op de solenoïde, wordt aangewezen. Deze richting wordt in de figuur aangegeven door een pijl in de magnetische veldlijn.

6) Het aantal getekende magnetische veldlijnen.

Met betrekking tot het tekenen van de magnetische veldlijnen geldt dezelfde afspraak als bij het tekenen van de electrische veldlijnen: PER m^2 LOODRECHT OP HET MAGNETISCHE VELD neemt men UIT DE BESTAANDE magnetische veldlijnen er zoveel in de figuur op, als de magnetische veldsterkte in $\frac{N}{1A.m}$ bedraagt.
Door een oppervlak $O_\perp$, dat in ieder punt $\perp \vec{B}$ een zo'n grootte heeft, dat de magnetische veld - sterkte in ieder punt dezelfde waarde heeft, gaan dan $B \times O_\perp$ getekende veldlijnen.

7) De MAGNETISCHE FLUX door een oppervlakte-element.

a) We beschouwen een plat oppervlakte element O in een magnetisch veld. O heeft zo'n grootte, dat $\vec{B}$ in ieder punt dezelfde waarde heeft. O is dus eventueel infinitesimaal klein.



We ontbinden $\vec{B}$ in een normale en een tangentiële component.

$$B_{normaal} = B \sin.\alpha$$

Hierin is α de hoek tussen $\vec{B}$ en O.

We bepalen nu het product van de normale component van $\vec{B}$ (in $\frac{N}{1A.m}$) en de grootte van het oppervlakte element O (in m^2)
Dit product noemt men de MAGNETISCHE FLUX door het oppervlakte element O.
De magnetische flux wordt in de tekst aangegeven door de letter Φ

dus: $$\boxed{\Phi = B \cdot O \sin.\alpha}$$

Definitie: Onder de magnetische flux door een plat oppervlakte element O in een homogeen magnetisch veld verstaat men het product van dit oppervlakte element (in m^2) en de NORMALE component van de magnetische veldsterkte op dit vlak element (in $\frac{N}{1A.m}$)

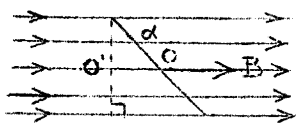
b) gevraagd: De magnetische flux door een vlak oppervlakte element O dat in een homogeen magnetisch veld $\perp \vec{B}$.

antwoord: ϕ = B.O

Opmerking: ϕ is gelijk aan het aantal getekende veldlijnen dat O doorboort.

gevraagd: De magnetische flux door een vlak oppervlakte element O dat in een homogeen magnetisch veld een $\angle\alpha$ maakt met $\vec{B}$

antwoord: $\phi = B \,.\, O \sin.\alpha$



Opmerking: I) $O \sin \alpha = O' \longrightarrow \phi = B.O'$
Daarom definieert men ϕ ook wel als het product van de veldsterkte en de "oppervlakte component $\perp$ B"

Opm.II) ϕ is weer gelijk aan het aantal getekende veldlijnen, dat O doorboort.

gevraagd: De magnetische flux door een willekeurig oppervlakte element O in een willekeurig magnetisch veld.

antwoord: Verdeel O in infinitesimaal kleine oppervlakte elementen zò dat ieder oppervlakte element als vlak en voor ieder element het magnetisch veld als homogeen kan beschouwd worden.
Bepaal voor ieder element B.O sinα en bepaal de algebraïsche som.

c) De eenheid van magnetische flux is 1 Weber = 1 Wb.

(Wilhelm Eduard Weber, 1804 - 1891, werkte met Gauss samen om een bruikbaar eenheden stelsel voor electriciteit en magnetisme tot stand te brengen.)

De magnetische flux door een vlak oppervlakte element O in een homogeen magnetisch veld is 1 Wb als B.O sin. α = 1

$$1\text{Wb} = 1\frac{\text{N}}{1\text{A.m}} \times 1\text{m}_1^2 = 1\frac{\text{N.m}}{\text{A}} = 1\frac{\text{Joule}}{\text{A}} = 1\frac{\text{Joulesec}}{\text{A.sec}} = 1\frac{\text{Joulesec}}{\text{Coulomb}} =$$
1 Voltsec.

dus: $\boxed{1 \text{ Wb} = 1 \text{ Volt.sec}}$

Opmerking I) Pas bij de behandeling van de electromagnetische inductie kunnen we een natuurkundige verklaring geven van deze dimensie.

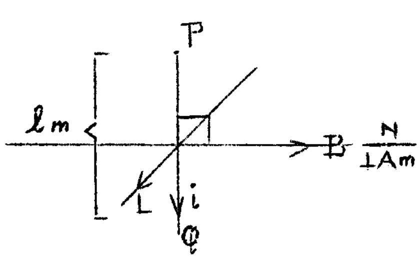
II) $\phi = B.O' \longrightarrow B = \frac{\phi}{O'}, \frac{\text{Wb}}{\text{m}_1^2}$ Daarom noemt men B ook wel de flux dichtheid.

Par. 4) De formule voor de Lorentz-kracht.

N.B. 1) Nu de eenheid van magnetische veldsterkte gedefinieerd is, kunnen we zonder veel moeite de formule afleiden, die Lorentz voor de grootte van de naar hem genoemde kracht opstelde.
We zullen dit doen aan de hand van twee opgaven.

Opgave I Hoe groot is de Lorentz-kracht, die een recht stroom element (i Amp, ℓ m) ondervindt in een homogeen magnetisch veld ter sterkte van B $\frac{\text{N}}{1\text{Am}}$, als het stroomelement $\perp \vec{B}$?

Oplossing:

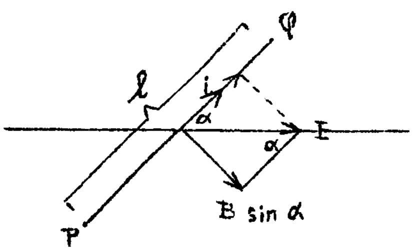


Zovaak i. ℓ van dit stroomelement $\perp \vec{B}$, gelijk is aan 1 A.m , zo vaak is de grootte van de Lorentz-kracht gelijk aan B Newton.

dus: $\boxed{L = i \,.\, \ell \,.\, B \text{ Newton.}}$

Opgave II. Hoe groot is de Lorentz-kracht, die een recht stroom element (i amp, ℓ meter) ondervindt in een homogeen magnetisch veld ter sterkte van B $\frac{N}{1 A.m}$, als het stroom element een $\angle \alpha$ met $\vec{B}$ maakt?

Oplossing:

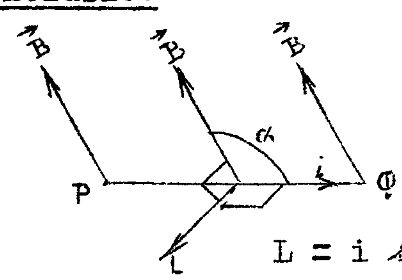


We ontbinden de vector van de magnetische veldsterkte in een normale en een tangentiële component. We beschouwen het gegeven magnetische veld dus als een superpositie van een homogeen normaal- en een homogeen tangentiëel veld.
Het tangentiële veld levert geen bijdrage tot de Lorentz-kracht.
Het normale homogene veld veroorzaakt de Lorentz-kracht.
De sterkte van het normale homogene veld is B sin α $\frac{N}{1 Am}$
De Lorentz-kracht op het gegeven stroomelement PQ is dus:

$$\boxed{L = i\,\ell\,B \sin\alpha \text{ Newton.}}$$

Opm: Deze formule is in overeenstemming met de conclusie uit de proef met de stroombalans.

Conclusie:



NB Bevindt een recht stroomelement zich in een homogeen magnetisch veld ter sterkte van B $\frac{N}{1 Am}$, dan werkt op dit stroomelement een volgens de I-B regel gerichte Lorentz-kracht, die in grootte gelijk is aan:

NB $L = i\,\ell\,B \sin\alpha$ Newton.

Hierin is i de stroomsterkte in Amp.
ℓ de lengte van het rechte stroomelement in m.
B de magnetische veldsterkte in $\frac{N}{1 Am}$
NB α de kleinste hoek tussen $\vec{i}$ en $\vec{B}$.

2) Getallenvoorbeelden:

a) Geg: $B = 4 \frac{N}{1 Am}$
$i = 5$ Amp.
$\ell = 20$ cm.
$\alpha = 150^\circ$

Gevr: 1) De grootte van L
2) Geef in een figuur de richting van L aan.

b) Geg: $L = 10$ N
$B = 2 \frac{N}{1 Am}$
$\ell = 1$ cm.
$\alpha = 60^\circ$

Gevr: i

c) Geg: $L = 15$ N
$i = 5$ Amp.
$\ell = 60$ cm.
$\alpha = 30^\circ$

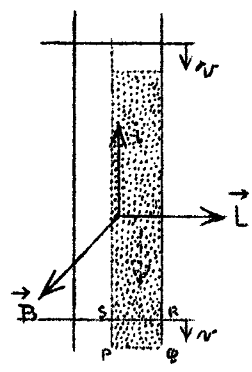
Gevr: $\vec{B}$

3) Opmerking: Is de stroomgeleidende draad niet recht en/of het magnetische veld niet homogeen, dan verdelen we het draad-stuk in zoveel (eventueel infinitesimaal kleine) delen, dat voor ieder deel het stroomelement recht en het veld homogeen is.

Voor elk van deze stroomelementen bepalen we de Lorentz-kracht. Daarna bepalen we de resultante van al deze Lorentz-krachten. Deze werkwijze hebben we b.v. toegepast bij de draaibare geleiders (blz. 108)

Par. 5) De Lorentz-kracht op een in een magnetisch veld bewegende LADINGSPORTIE.

1) De Lorentz-kracht PER ELECTRON van het electronengas.



We beschouwen een rechte stroomgeleidende draad (ℓ meter), die in een homogeen magnetisch veld $\perp \vec{B}$.
De stroomsterkte in de draad is i Amp.
Op dit draadstuk werkt dus een volgens de I-B regel gerichte Lorentz-kracht:

$$L = i\ \ell\ .\ B \text{ Newton.} \qquad (1)$$

Deze Lorentz-kracht is de resultante van alle Lorentz-krachten die werken op de individuele electronen van het electronengas, dat zich als een onsamendrukbare vloeistof EENPARIG door de draad van lage- naar hoge potentiaal beweegt.

Stel: a) dat de snelheid van deze vrije electronen = V ^{m}/sec.

b) dat het electronengas per meter draad n electr.bevat.

c) dat de lading van ieder electron =-e Coulomb,

Dan gaan er PER SEC. door iedere doorsnede zoveel electronen als zich in PQRS bevinden: dit aantal is $\frac{v}{1}$ x n = v x n.
De stroomsterkte is dus:

$$i = v \times n \times e \text{ Amp.}$$

Substitueren we dit in vergelijking (1), dan volgt:

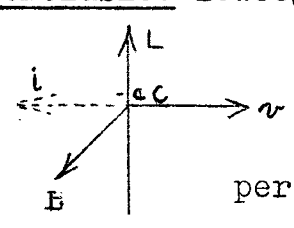
$$L = v \times n \times e \times \ell \times B \text{ Newton.}$$

Nu is n x ℓ het totale aantal vrije electronen in het gegeven draadstuk ℓ meter.
De Lorentz-kracht PER ELECTRON is dus:

$$_{\text{per}}L_{\text{electron}} = v \times e \times B \text{ Newton.}$$

2) Daar het gelijktijdig bewegen van meerdere electronen geen invloed heeft op de Lorentz-kracht per electron, moet deze formule ook gelden voor de beweging van een eenzaam electron in een magnetisch veld.

Conclusie: Beweegt een electron (-e Coulomb) zich in een homogeen magnetisch veld met eenparige snelheid (v ^{m}/sec) in een richting $\perp \vec{B}$, dan werkt op dit electron een volgens de I-B regel gerichte Lorentz-kracht die in grootte gelijk is aan:



$$_{\text{per}}L_{\text{electron}} = v\ .\ e\ .\ B \text{ Newton.}$$

Vraag: Welke dimensie heeft het product v x e ?

Antw.: $[v \times e] = \frac{m}{sec} \times \text{Coulomb} = \frac{\text{Coulomb}}{sec} \times \text{meter} = \text{Amp.} \times \text{meter.}$

Het met eenparige snelheid v ^{m}/sec bewegende electron is dus equivalent met een recht stroomelement van v x e Amp. meter.

3) Opgave: Een geladen deeltje met lading ($\pm$) q Coulomb beweegt zich met eenparige snelheid v ^{m}/sec in een homogeen magnetisch veld ter sterkte van B $\frac{N}{1Am}$, loodrecht op de richting van $\vec{B}$.

Gevraagd: De grootte en de richting van de Lorentz-kracht.

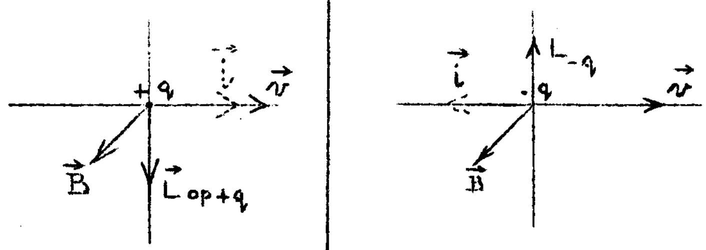
Oplossing: De grootte van de Lorentz-kracht: Het met eenparige snelheid v bewegende ladingsdeeltje met lading ($\pm$) q Coulomb is equivalent met een recht stroomelement

van v . q Amp.meter.
dus:

$$\boxed{L_q = v \cdot q \cdot B \text{ Newton.}}$$

De richting van de Lorentz-kracht.

$+q$ C	$-q$ C



$\vec{i}$ is gelijkgericht met $\vec{v}$. L naar beneden.	$\vec{i}$ is tegengesteld gericht aan $\vec{v}$. L naar boven.

4) Opmerkingen:

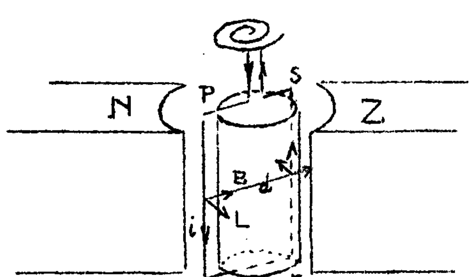
a) Deze formule voor de Lorentz-kracht van een eenparig $\perp \vec{B}$ bewegend deeltje zullen we later nodig hebben bij de bestudering der α en β - stralen.

b) Deze formule werd door Lorentz het eerst afgeleid, toen hij in zijn electronen theorië bewees, dat de "I-B- kracht" r.e. is met de snelheid en r.e. met de lading van het bewegend deeltje.
Hiervan uitgaande werd de formule $L = i\,\ell\,B \sin\alpha$ afgeleid.

Par. 6) Toepassingen van de Lorentz-kracht.

NB. I Stroommeetinstrumenten.

A) Draaispoelgalvanometer. Schw. IV blz. 82 en Schw.II blz. 204



Draadraam (n windingen) in RADIAAL magnetisch veld. $\vec{B} \perp \vec{i}$
Op PQ werkt de Lorentz-kracht:
$L = i\,\ell\,B.n$ Newton
$L \perp$ raam.

Eveneens op RS.

Op het draadraam werkt een Lorentz-koppel:
Moment van dit L-koppel =
$i\,\ell\,B.n.d = i\,B\,O.n.$

Bij het draaien van het raam blijven de L-krachten op PQ en RS constant van grootte en $\perp$ op het vlak van het raam.
De veertjes zorgen voor het torsie koppel, dat de draaiing tegenwerkt.
Moment torsie koppel = $C \cdot \alpha$

In de nieuwe ruststand is:
$$i.B.O.n = C\,\alpha$$
dus:
$$i = \frac{C}{B.O.n} \cdot \alpha \quad \rightarrow i = \square \cdot \alpha \text{ Amp.}$$

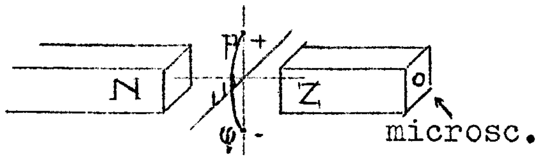
Opm. 1) Instrument is gevoelig als $\square$ klein is $\rightarrow$ C klein, B groot, O groot, n groot.
Aldus verkrijgt men een zeer gevoelig stroommeetinstrument.

2) Tijdens het draaien werkt in raam een tegen EMK (zie later) gevolg: aanwijzing aperiodisch.

3) Ombouwen tot Ampèremeter.

4) voordelen: 1) i r e met $\alpha \rightarrow$ Schaal lineair.
2) aperiodisch
3) geen invloed van aard magn. veld.

B) Snaargalvanometer van Einthoven.



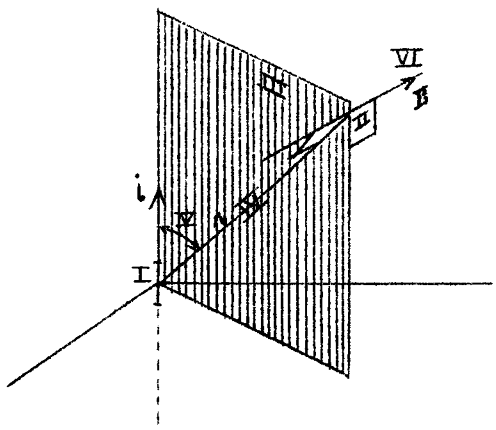
PQ is een verzilverde kwartsdraad.

De snaar-galvanometer is een zeer gevoelig stroommeetinstrument. (10^{-11} Amp.)

II Gelijkstroom-motor zie later.

D. Theoretische beschouwing over het magnetische veld.

Par. 1) De wet van BIOT - SAVART. (Jean Baptiste Biot 1774 - 1862; Savart 1791 - 1841)



I is een recht stroomelement, infinitesimaal klein. De pijl geeft de richting van de stroom aan.

II is een willekeurig punt in het magnetische veld om de stroom. We vragen naar de bijdrage van het stroom element tot de resulterende magnetische VELDSTERKTE in II.

III is het vlak door het stroomelement in punt II.

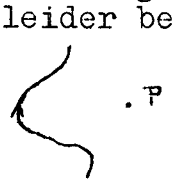
IV is de verbindingslijn van het midden van het stroomelement en punt II; $\vec{r}$ (I→II)

V α is de kleinste hoek tussen $\vec{i}$ en $\vec{r}$.

VI is de Biot Savart-vector in punt II d.i. de bijdrage van het stroomelement I tot de resulterende magnetische veldsterkte in punt II.

Hypothese: $\vec{B}$
- grootte: $B = \dfrac{1}{10^7} \dfrac{i\, l \sin\alpha}{r^2} \dfrac{N}{1Am}$
  i in Amp; r en l in meter.
- richting: ⊥ vlak III, volgens de kurketrekker regel van Maxwell.

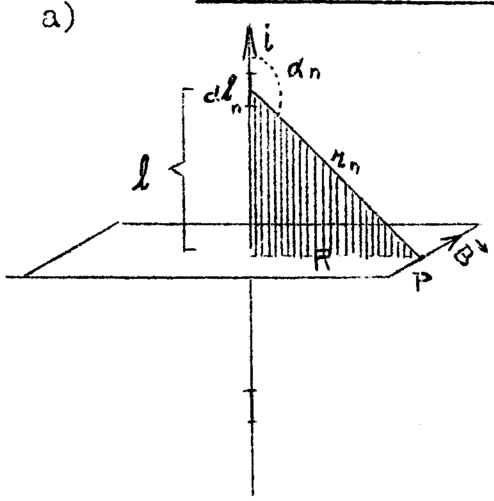
Deze hypothese, die altijd tot conclusies heeft geleid die overeen stemmen met de waarnemingen, staat bekend als de wet van Biot - Savart.
Met behulp van deze wet kan men de magnetische veldsterkte in een willekeurig punt van het magnetische veld van een willekeurig gevormde stroomgeleider berekenen.



2) Voor twee bijzondere gevallen zullen we met behulp van de wet van Biot - Savart het magnetische veld bepalen.

Geval I Het magnetische veld van een oneindig lange rechte stroomgeleidende draad.

a)



Gegeven:
De verticale lijn in de figuur stelt een stuk van een oneindig lange stroom geleidende draad voor, stroomsterkte i amp.
P is een willekeurig punt in de omgeving van de draad.
Gevraagd:
De resulterende magnetische veldsterkte in P.
Oplossing:
Volgens de wet van Biot-Savart moeten we de stroomgeleidende draad in infinitesimaal kleine (rechte) stroom elementen verdelen en voor ieder element de Biot-Savart vector in het

punt P bepalen. Daarna moeten we de vectorsom van al deze Biot - Savart vectoren bepalen.
In de figuur hebben we de Biot Savart vector B_n voor een wille - keurig stroomelement aangegeven:

$\vec{B}_n$
- Grootte: $B_n = \frac{1}{10^7} \frac{i \sin\alpha_n}{r^2} d\ell$
- Richting: $\vec{B}_n \perp$ op het vlak door P en $d\ell$ (dus in dit geval $\perp$ op het vlak door P en de draad) en is gericht volgens de kurketrekker regel.

In dit geval, van een oneindig lange rechte stroomgeleidende draad, vallen alle Biot - Savart vectoren in punt P samen en wijzen allen in dezelfde richting.
Hieruit volgt: 1) De resulterende vector van de magnetische veldsterkte in punt P $\perp$ vlak door P en de stroomgeleider in de richting die bepaald wordt door de kurketrekker regel van Maxwell.

2) De grootte van de vector der magnetische veld sterkte in P is de REKENKUNDIGE som van alle Biot - Savart vectoren.
Deze rekenkundige som is gelijk aan de integraal:

$$B_p = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{10^7} \frac{i \sin\alpha_n}{r_n^2} d\ell$$

b) Berekening van deze integraal.

$$B_p = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{10^7} \frac{i \sin\alpha_n}{r_n^2} d\ell_n$$

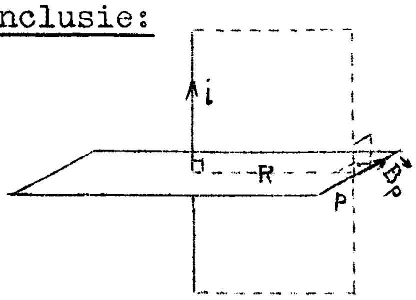
$$\sin\alpha_n = \frac{R}{r_n} \longrightarrow r_n^2 = \frac{R^2}{\sin\alpha_n^2}$$

$$\ell = -R\cot g\,\alpha_n \longrightarrow d\ell = \frac{R}{\sin\alpha_n^2}\, d\alpha_n$$

α_n van $0 \rightarrow \pi$

$$B_p = \int_0^{\pi} \frac{1}{10^7} \frac{i \sin^3\alpha}{R^2} \cdot \frac{R}{\sin^2\alpha}\, d\alpha = \frac{1}{10^7} \cdot \frac{i}{R} \int_0^{\pi} \sin\alpha \, d\alpha = \frac{1}{10^7} \cdot \frac{i}{R} \left(-\cos\alpha \Big|_0^{\pi}\right) = \frac{1}{10^7} \cdot \frac{i}{R} (+1+1) = \frac{2i}{10^7 R} \frac{N}{1Am}$$

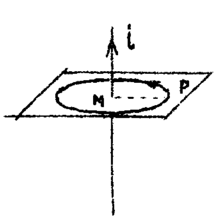
Conclusie:



$\vec{B}_p$
- grootte: $\boxed{B_p = \frac{2i}{10^7 R} \frac{N}{1Am}}$
- richting: $\perp$ vlak door P en de oneindig lange stroomdraad.

c) Gevraagd: De vorm van de magnetische veldlijnen.

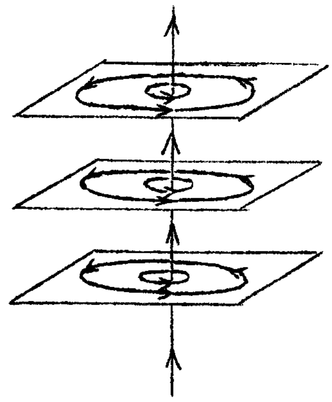
Oplossing:



De richting van de vector der magnetische veldsterkte in P wordt aangewezen door de as van een infinitesimaal kleine solenoïde in P.
Verschuiven we deze solenoïde een infinitesimaal klein stukje in de richting van $\vec{B}_p$ naar een punt P^1, dan blijft de as van de solenoïde $\perp \vec{i}$ en $\perp$ op MP^1

Conclusie: De magnetische veldlijn door P heeft de vorm van een cirkel met M tot middelpunt.

d) **Algemene conclusie voor een oneindig lange rechte stroomgeleider.**



I Een oneindig lange rechte stroomgeleidende draad wordt om-cirkeld door een magnetisch veld.

II De veldlijnen zijn cirkels, welke gelegen zijn in vlakken ⊥ draad en met het snijpunt van de draad met het cirkelvlak tot middelpunt.

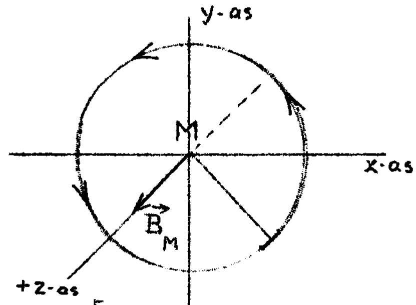
III De richtingen van de veldlijnen zijn overeenkomstig de kurketrekkerregel van Maxwell.

IV De magnetische veldsterkte in een punt P van het veld is:

$$\vec{B}_p = \frac{2i}{10^7 . R_p} \quad \frac{N}{1Am}$$

Hierin is i de stroomsterkte in Amp. R_p de afstand van P tot de draad in meter.

Geval II: De magnetische veldsterkte in het middelpunt van een cirkelvormige stroomgeleidende draad.



Gegeven: Cirkelvormige stroomdraad in XOY vlak. Middelpunt M = O stroomsterkte i amp.

Gevraagd: $\vec{B}_M$

Oplossing: De Biot-Savart vector van ieder infinitesimaal klein stroomelement wijst in M volgens de +Z -as. Dus:

$\vec{B}_M$

richting volgens de + Z as

grootte: $B_M = \int_0^{2\pi R} \frac{1}{10^7} \frac{i \sin\alpha_n}{R_n^2} \, d\ell$

$\sin \alpha_n = 1$
$R_n = R$

$$B_M = \frac{i}{10^7 . R^2} \int_0^{2\pi R} d\ell$$

dus: $\boxed{B_M = \frac{2\pi i}{10^7 . R}}$

Par. 2) De KRINGSOM van Maxwell.

1) Het probleem.

AB is een willekeurige stroomdraad. De stroomsterkte is i Amp. De stroomdraad wordt om-ringd door een magnetisch veld, waarvan men de veldsterkte in ieder punt van het veld kan bepalen met behulp van de wet van Bio-Savart.
Bij deze willekeurige vorm van de stroomgeleidende draad zullen de veldlijnen geen cirkels zijn. In ieder geval zijn het gesloten krommen die de geleider omringen.

Maxwell stelt nu het volgende probleem aan de orde:

a) Beschouw een willekeurige GESLOTEN lijn, die de geleider omringd. Deze lijn als zodanig heeft dus niets te maken met de veldlijnen.
b) Verdeel deze lijn in infinitesimaal kleine delen, zòdat voor ieder deel het lijnelement recht en het magnetisch veld homogeen is.
c) Bepaal voor ieder lijn element de TANGENTIELE component van de magnetische veldsterkte $\vec{B}$ (teken!)

d) Bepaal voor ieder element het product $B_{tang} \times \Delta S$.

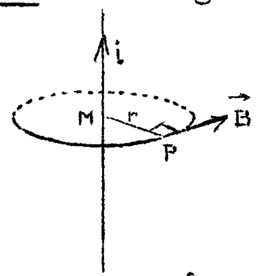
e) Bepaal nu voor de gehele gesloten lijn de som:

$$\sum_{o} B_{tang.} \, \Delta S = \oint B_{tang} ds.$$

De uitkomst van deze som (integraal) noemt men een KRINGSOM (of KRING-integraal) van Maxwell. De term "kring" slaat nu op de beschouwde gesloten lijn.

2) Wij zullen deze kringsom berekenen voor enige bijzondere kringen om een oneindig lange rechte stroomdraad.

Geval I De kringsom voor een veldlijn van een oneindig lange stroomdraad.



De veldlijn door P is een cirkel $\perp \vec{i}$ met M tot middelpunt.
In ieder punt van deze veldlijn is $B_{tang} = B$ en is $B = \frac{2i}{10^7 . r} \; \frac{N}{1Am}$

dus:

$$\sum_{o} B_{tang} . \Delta S = \oint B_{tang} . ds = \oint \frac{2\,i}{10^7 . r} ds = \frac{2i}{10^7 . r} . \oint ds =$$

$$\frac{2i}{10^7 . r} . 2\,\pi r = \frac{4\pi i}{10^7} \; \frac{N}{A}$$

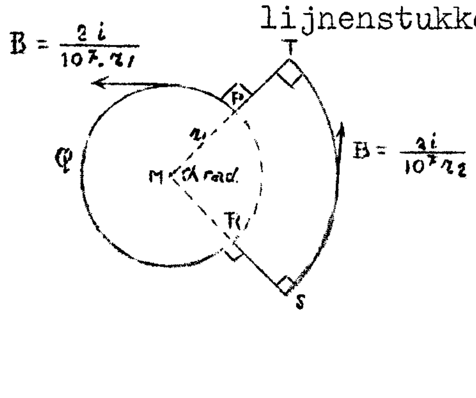
dus: $\boxed{\oint B_{tang} ds = \frac{4\pi}{10^7} . i \; \frac{N}{A}}$

Merkwaardig is, dat deze kringsom:

a) onafhankelijk is van r. Voor iedere veldlijn van de oneindig lange stroomdraad heeft de kringsom dus DEZELFDE WAARDE.

b) gelijk is aan $\boxed{\text{een constante}}$ x i.

Geval II. De kringsom voor een "cascade-kring" die $\perp$ op de oneindig lange rechte stroomdraad en de stroomdraad omvat (èèn keer)
Met een "cascade-kring" bedoelen we een gesloten lijn die bestaat uit delen van magnetische veldlijnen en lijnenstukken die in ieder punt $\perp \vec{B}$.



De figuur stelt het boven-aanzicht voor.
De oneindig lange rechte stroomgeleider $\perp$ vlak van tekening; $\vec{i}$ naar de lezer toe gericht.
Gevraagd: $\oint_{PQRSTP} B_{tang} ds.$

Oplossing:

Oplossing:

We berekenen $\int B_{tang.} ds$ voor de afzonderlijke delen PQR, RS, ST en TP en tellen de uitkomsten op.

$$\int\limits_{PQR} B_{tang.} ds = \int\limits_{PQR} \frac{2i}{10^7 . r_1} ds = \frac{2i}{10^7 . r_1} \int\limits_{PQR} ds = \frac{2i}{10^7 . r_1} . (2\pi - \alpha) r_1 = \frac{2i}{10^7} . (2\pi - \alpha)$$

$$\int\limits_{RS} B_{tang.} ds = \int\limits_{RS} 0 . ds = 0 = 0$$

$$\int\limits_{ST} B_{tang.} ds = \int\limits_{ST} \frac{2i}{10^7 . r_2} ds = \frac{2i}{10^7 . r_2} \int\limits_{ST} ds = \frac{2i}{10^7 . r_2} . \alpha \, r_2 = \frac{2i}{10^7} . \alpha$$

$$\int\limits_{TP} B_{tang.} ds = \int\limits_{TP} 0 . ds = 0 = 0$$

+

$$\oint\limits_{PQRSTP} B_{tang.} ds = \frac{2i}{10^7} . 2\pi = \frac{4\pi}{10^7} . i$$

dus: $$\boxed{\oint\limits_{PQRSTP} B_{tang.} ds = \frac{4\pi}{10^7} . i \ \frac{N}{A}}$$

dus: $$\boxed{\oint_{PQRSTP} B_{tang}.ds = \frac{4\pi}{10^7}.i \ \frac{N}{A}}$$

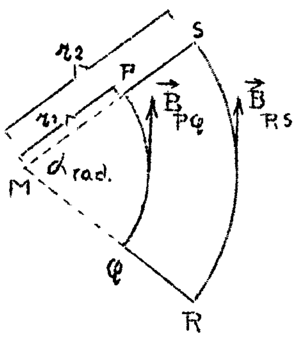
We merken op: a) dat de uitkomst dezelfde is als in geval I)

b) dat de vorm van de cascade-kring geen invloed heeft op de uitkomst.

Geval III. De kringsom voor een "cascade-kring" die $\perp$ op de oneindig lange rechte stroomdraad, maar de draad NIET OMVAT

Gevraagd: $\oint_{PQRSP} B_{tang}ds.$

Oplossing:



$$\int_{PQ} B_{tang}ds = \int_{PQ} \left(-\frac{2i}{10^7 r_1}\right)ds = -\frac{2i}{10^7 r_1}\alpha r_1 = -\frac{2i}{10^7}\alpha$$

$$\int_{QR} B_{tang}ds = \quad = 0$$

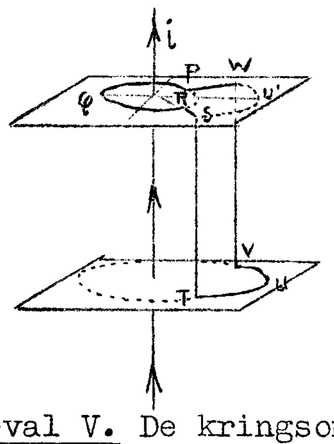
$$\int_{RS} B_{tang}ds = \int_{RS} \left(+\frac{2i}{10^7 r_2}\right)ds = +\frac{2i}{10^7 r_2}\alpha r_2 = +\frac{2i}{10^7}.\alpha$$

$$\int_{SP} B_{tang}ds = \quad = 0$$

$$\oint_{PQRSP} B_{tan}\,ds = \quad = 0$$

Conclusie: Voor iedere "cascade-kring", die $\perp$ op de oneindig lange rechte stroomdraad, maar die de stroomdraad NIET OMVAT, is de kringsom van Maxwell NUL.

Geval IV. De kringsom voor een "cascade-kring" die niet $\perp$ op de oneindig lange rechte stroomdraad, maar de stroomdraad wel omvat. (èèn keer)



Gevraagd: $\oint_{PQRSTUVWP} B_{tang}ds$

Oplossing:

Omdat op ST en VW de tang.comp. van $\vec{B}$ = 0 is de waarde van deze kringsom gelijk aan:

$$\oint_{PQRSU'WP} B_{tang}ds =, \text{ zie geval II,} \quad = \frac{4\pi}{10^7}.i \ \frac{N}{A}$$

Geval V. De kringsom voor een "cascade-kring" die niet $\perp$ op de oneindig lange rechte stroomdraad, maar deze NIET omvat.

Oplossing: Analoog aan III volgt, dat deze kringsom = 0

Conclusie voor de oneindig lange rechte stroomdraad.

I Voor iedere "cascade-kring", die de stroomdraad een keer omvat is de kringsom van Maxwell = $\frac{4\pi}{10^7}.i \ \frac{N}{A}$

II Voor iedere "cascade-kring", die de stroomdraad NIET omvat is de kringsom van Maxwell = 0 .

3) Wat wij bewezen hebben voor "cascade-kringen" bij een oneindig lange rechte stroomdraad, wordt in de hogere natuurkunde bewezen voor IEDERE GESLOTEN WEG OM of BUITEN een willekeurig gevormde stroomdraad.

Eindconclusie:

I Voor iedere gesloten weg die een stroomdraad èèn keer omvat, is de KRINGSOM van Maxwell gelijk aan:

$$\boxed{\frac{4\pi}{10^7} \cdot i \ \frac{N}{A}}$$

II Voor iedere gesloten weg die GEEN stroomdraad omvat, is de KRINGSOM van Maxwell gelijk aan

$$\boxed{\text{NUL}}$$

4) Men noemt $\frac{4\pi}{10^7} = \mu_0$

μ_0 heet de <u>permeabiliteit van het vacuum.</u>

dus: $$\boxed{\oint B_{tang.} ds = \mu_0 \cdot i \ \frac{N}{A}}$$

De dimensie van $\mu_0 i$ is $\frac{N}{A}$; de dimensie van μ_0 is dus $\frac{N}{A^2}$

5) <u>Opmerking:</u>

$$\left.\begin{array}{l} \varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi f} = \frac{1}{4\pi . 9 . 10^9} \\ \\ \mu_0 = \frac{4\pi}{10^7} \end{array}\right\} \varepsilon_0 . \mu_0 = \frac{1}{9.10^{16}} = \frac{1}{(3.10^8)^2} = \frac{1}{C^2}$$

C is hierin de snelheid van het licht in het vacuum.

<u>Conclusie:</u> Tussen de diëlectriciteits-constante van het vacuum en de permeabiliteit van het vacuum bestaat het verband:

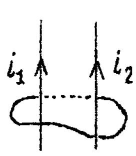
$$\boxed{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = \frac{1}{C}}$$

6) <u>Opgave:</u>

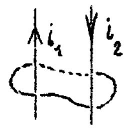
Gevraagd: De kringsom voor een gesloten weg, die twee stroomdraden omvat met stroomsterkten:

I i_1 en i_2 <u>gelijk</u> gericht (fig.I)

II i_1 en i_2 <u>tegengesteld</u> gericht (fig.II)



I



II

Oplossing:

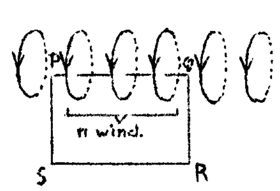
$$\oint B_{tang.} ds = \frac{4\pi}{10^7} \text{ (omvatte stroom)}$$

dus:

$$\text{I} \quad \oint B_{tang.} ds = \frac{4\pi}{10^7} (i_1 + i_2)$$

$$\text{II} \quad \oint B_{tang.} ds = \frac{4\pi}{10^7} (i_1 - i_2)$$

Par. 3) <u>De magnetische veldsterkte van het homogene veld in een oneindig lange stroomgeleidende solenoïde.</u>



We beschouwen een <u>oneindig lange stroomgeleidende solenoïde.</u> Stroomsterkte i amp.
In het inwendige van de solenoïde heerst dus een homogeen magnetisch veld. <u>Omdat de solenoïde oneindig lang is, is er buiten de solenoïde geen magnetisch veld;</u> buiten de solenoïde is dus B = 0. We berekenen nu de kringsom van Maxwell voor de gesloten rechthoekige weg PQRSP

waarvan $PQ \parallel \vec{B}_{in}$

$$\int_{PQ} B_{tang.}ds = B.PQ$$

$$\int_{QR} B_{tang.}ds = 0 \text{ (want } B_{tang.}=0)$$

$$\int_{RS} B_{tang.}ds = 0 \text{ (want } B \quad =0)$$

$$\int_{SP} B_{tang.}ds = 0 \text{ (want } B_{tang.}=0)$$

$$\oint_{PQRSP} B_{tang.}ds = B.PQ$$

maar $\oint_{PQRSP} B_{tang.}ds = \frac{4\pi}{10^7} \cdot n \cdot i$

$$B.PQ = \frac{4\pi}{10^7} \cdot n.i$$

dus: $\boxed{B_{in} = \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n}{PQ} \cdot i \frac{N}{1Am}}$

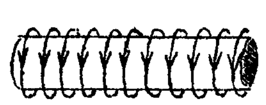
Hierin is $\frac{n}{PQ}$ het aantal windingen per meter.

In woorden: De magnetische veldsterkte van het homogene veld in het inwendige van een (oneindig lange) stroom-geleidende solenoïde is dus $= \mu_0$ x aantal windingen per meter x de stroomsterkte in Amp.

Opmerkingen: a) Bij een eindig lange solenoïde kan bovenstaande formule beschouwd worden als een "benaderingsformule".

b) De veldsterkte in een solenoïde is dus niet afhankelijk van de straal van de cirkels!

Par. 4) Solenoïde met weekijzeren kern.



We vullen de solenoïde op met een weekijzeren kern. Het ijzer wordt nu door inductie magnetisch. De magnetische veldsterkte in het weekijzer is nu groter dan de magnetische veldsterkte op diezelfde plaats was bij afwezigheid van de kern.

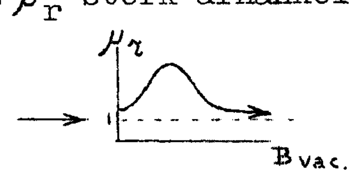
$$\boxed{B' = \mu_r \, B_{vac.}}$$

μ_r noemt men de relatieve permeabiliteit van de stof waarmee de solenoïde is opgevuld (i.c. weekijzer)

Definitie: De relatieve permeabiliteit van een stof is de verhouding van de magnetische veldsterkte binnen een solenoïde met die stof als medium, en de veldsterkte binnen die solenoïde in het vacuum en bij dezelfde stroomsterkte.

Bij de meeste stoffen is μ_r bij zeer grote benadering een constante grootheid, bij ferro magnetische stoffen is μ_r sterk afhankelijk van B_{vac}.

Bij paramagnetische stoffen is $\mu_r > 1$
Bij ferromagn. stoffen kan $\mu_r \gg 1$
Bij diamagnetische stoffen is $\mu_r < 1$



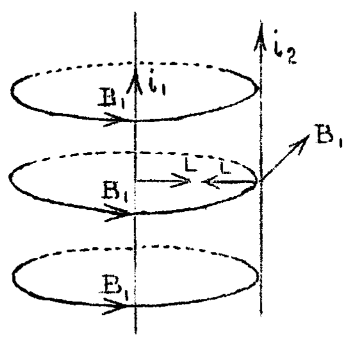
Par. 5) Evenwijdige stromen.

1) We beschouwen twee oneindig lange rechte EVENWIJDIGE stroomdraden met stroomsterkten i_1 resp. i_2 Amp.

We onderscheiden twee gevallen:

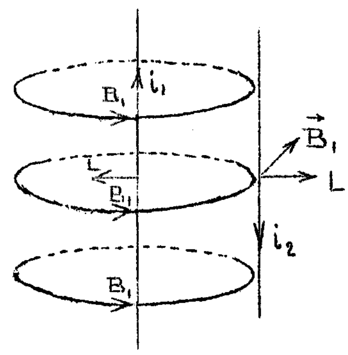
We onderscheiden twee gevallen:

a) $\vec{i}_1$ en $\vec{i}_2$ gelijk gericht.



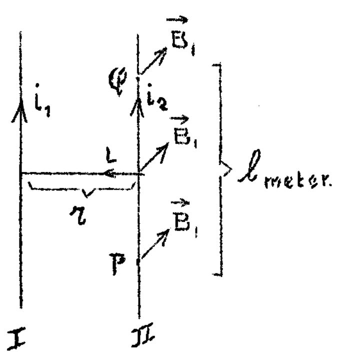
Concl: Evenwijdige gelijkgerichte stromen trekken elkaar aan.

b) $\vec{i}_1$ en $\vec{i}_2$ tegengesteld gericht.



Concl: Evenwijdige tegengesteld gerichte stromen stoten elkaar af.

2) De grootten van de Lorentz-krachten tussen twee evenwijdige stromen.



Gevr: De grootte van de Lorentzkracht, die het rechte stroomstuk PQ, waarin de stroomsterkte i_2 Amp. is, ondervindt van de evenwijdige oneindig lange stroomdraad I met stroomsterkte i_1?

Opl: De sterkte B_1 van het magn.veld van I op de plaats waar II zich bevindt is

$$B_1 = \frac{2i_1}{10^7 . r} \frac{N}{1Am}$$

dus:

$$L_{opPQ} = i_2 . B_1 = i_2 \ell \frac{2i_1}{10^7 r} = \frac{2}{10^7} . \frac{i_1 i_2}{r} \ell \text{ Newt.}$$

dus: $$\boxed{L_{opPQ} = \frac{2}{10^7} . \frac{i_1 i_2}{r} . \ell \text{ Newton.}}$$

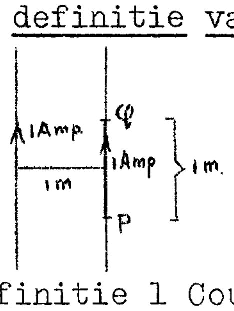
Opmerkingen: a) De Lorentz-krachten PER METER, die twee evenwijdige oneindig lange rechte stroomgeleiders op elkaar uitoefenen zijn:

I Gelijk en tegengesteld
II r.e. met de BEIDE stroomsterkten
III o.e. met de EERSTE MACHT van de afstand.

NB b) Deze formule bevat, behalve de stroomsterkten alleen mechanische grootheden: ze biedt dus de mogelijkheid om de eenheid van stroomsterkte vast te leggen met behulp van mechanische metingen.

c) $\frac{4\pi}{10^7} = \mu_0 \rightarrow \frac{2}{10^7} = \frac{\mu_0}{2\pi}$, dus: $L = \frac{\mu_0}{2\pi} . \frac{i_1 i_2}{r} \ell$ Newton.

NB. 3) De definitie van 1 Ampère.



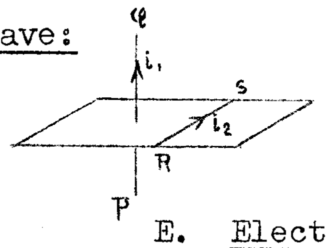
Een stroom heeft een sterkte van 1 Amp. als deze tussen twee // geleiders van oneindige lengte en te verwaarlozen cirkelvormige doorsnede, in het vacuum geplaatst op een onderlinge afstand van 1 meter, PER METER lengte een Lorentzkracht opwekt van $\frac{2}{10^7}$ Newton.

4) Definitie 1 Coulomb.

4) Definitie 1 Coulomb.

Een coulomb is de hoeveelheid lading, die per sec. door een doorsnede van een stroomdraad stroomt, als de stroomsterkte 1 Ampère is.
(zie ook de Chemische werking van de stroom)

5) Opgave:



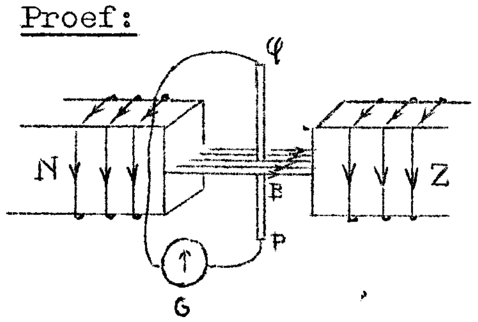
Geg: PQ en RS zijn twee elkaar loodrecht kruisende stroomdraden.
Gevr: Wat zou er met R.S. gebeuren, als RS vrij beweegbaar was?

E. Electromagnetische inductie.

Deel E_I: Electromagnetische inductie bij beweging van een DRAAD-ELEMENT in een magnetisch veld.

Par. 1) Het verschijnsel.

Proef:



PQ is een recht draadstuk, dat via twee sluitdraden met een zeer gevoelige galvanometer G een gesloten kring vormt.
PQ bevindt zich in het magnetisch veld tussen de polen van een hoefvormige electromagneet.
De sluitdraden en de galvanometer bevinden zich buiten het magnetische veld van de hoefmagneet.

De proef bestaat nu hierin, dat we PQ loodrecht op de richting van de magnetische veldlijnen naar voren of naar achteren bewegen.

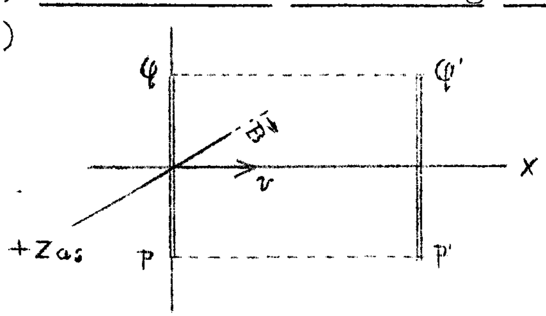
Waarnemingen:
1) TIJDENS deze beweging van PQ wijst de galvanometer EEN STROOM aan. NB. TIJDENS!
2) Bewegen we PQ in de situatie van bovenstaande figuur naar voren, dan is deze stroom gericht van P $\rightarrow$ Q, dus ${}^{Q}_{P}$ in de staaf.
   Bewegen we PQ naar achteren, dan is deze stroom gericht van ${}^{Q}_{P}$ in de staaf
3) Bewegen we PQ snel, dan is deze stroom sterk, bewegen we PQ langzaam, dan is deze stroom zwak.
4) Herhalen we de proef bij een sterker magnetisch veld (de stroomsterkte in de draad van de electromagneet vergroten), dan wijst G een sterkere stroom aan dan bij de overeenkomstige bewegingen van PQ in het zwakkere magnetische veld.

Conclusie: De naar voren of naar achteren gerichte beweging van PQ roept in het draadelement PQ een ELECTROMOTORISCHE KRACHT op.
De werkrichting van deze EMK hangt af van bewegingsrichting van PQ t.o.v. B.
De grootte van deze EMK is sterk afhankelijk van:
a) de snelheid van de beweging
b) de sterkte van het magnetische veld.

Dit verschijnsel werd in 1831 ontdekt door Faraday.

Par. 2) Theoretische verklaring van het verschijnsel.

I)

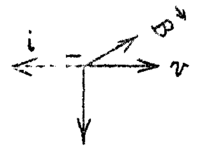


We denken ons een homogeen magnetisch veld waarvan de veldlijnen gericht zijn volgens de negatieve Z - as.
PQ is een recht draadstuk // Y-as
We bewegen PQ eenparig in de richting van de positieve X - as van PQ naar P'Q'

We vragen nu naar de natuurkundige gevolgen van deze beweging.

a) Daar PQ een geleider is, bewegen wij dus VRIJE ELECTRONEN (het electronengas van PQ) in een richting loodrecht op de magnetische veldlijnen.

b) TIJDENS deze beweging werkt dus op ieder electron van het electronengas van PQ een volgens de I-B regel gerichte Lorentz-kracht.



Lper electron $\begin{cases} \text{grootte: } L_{p.e.} = ev.B \text{ Newton} \\ \text{richting: van Q naar P, dus} \downarrow^{Q}_{P} \end{cases}$

Deze Lorentz-krachten zullen er naar streven om het electronengas van PQ in zijn geheel te doen bewegen van Q ⟶ P, dus $\downarrow^{Q}_{P}$; ze willen dus een stroom veroorzaken die gericht is van P ⟶ Q, dus $\uparrow^{Q}_{P}$.

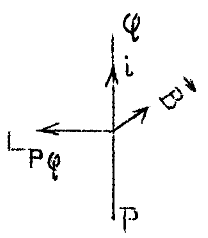
Deze Lorentz-krachten op de electronen van het electronengas van PQ vormen tesamen dus een ELECTRO MOTORISCHE KRACHT, die equivalent is met een nader te bepalen aantal volt.
Deze EMK noemt men een EMK VAN INDUCTIE. De werkrichting van deze EMK stelt men gelijk aan de richting van de stroom, die deze EMK wil veroorzaken, dus $\uparrow^{Q}_{P}$

Zijn P en Q door een sluitdraad verbonden, die zich niet in het magnetisch veld bevindt, dan zal er in de gesloten kring een stroom optreden, die in PQ gericht is van $\uparrow^{Q}_{P}$

Deze stroom heet INDUCTIE STROOM; het is de stroom die bij de proef van par. 1 werd waargenomen.

c) TIJDENS de beschouwde beweging van PQ treedt dus in de gesloten kring, waarvan PQ een deel is, een inductiestroom op, die in PQ gericht is van $\uparrow^{Q}_{P}$.

Maar in de natuur heeft iedere oorzaak haar eigen gevolg!



Ten gevolge van deze inductiestroom werkt dus op het stroomelement PQ een volgens de I - B regel gerichte Lorentz-kracht L_{PQ}

$\vec{L}_{PQ} \begin{cases} \text{grootte: } L_{PQ} = i.PQ.B \text{ Newton.} \\ \text{richting: volgens de negatieve X - as.} \end{cases}$

L_{PQ} werkt dus de beschouwde beweging van PQ TEGEN d.w.z. WIJ MOETEN POSITIEVE ARBEID VERRICHTEN om PQ eenparig in de richting van de positieve X - as te bewegen.

2) Opmerkingen:

a) Bij de beschouwde beweging van PQ hebben we dus te doen met TWEE Lorentz-krachten n.l.:

I De Lorentz-kracht op het electronengas, die veroorzaakt wordt door dat wij PQ bewegen in het magnetisch veld: Deze Lorentz-kracht werkt in PQ als een EMK en veroorzaakt in de gesloten kring de inductie-stroom.

II De Lorentz-kracht L_{PQ} op het stroomelement PQ, die het gevolg is van de inductie-stroom en die de beweging van PQ tegenwerkt.

b) Bewegen we PQ sneller, dan wordt (zie 1_b) de EMK van inductie groter. Bewegen we PQ met dezelfde snelheid in een sterker magnetisch veld, dan zal de EMK van inductie eveneens groter zijn.

c) Hadden we PQ in de richting van de negatieve X - as bewogen, dan zou de EMK van inductie gericht zijn van $\downarrow^{Q}_{P}$ (ga dit na.)

d) Bij de beschouwde bewegingen van PQ werken op de atoomresten van het metaal waaruit PQ bestaat, natuurlijk ook Lorentz - krachten. Daar deze atoomresten een vaste plaats hebben in PQ spelen deze Lorentz-krachten geen rol in het inductieverschijnsel.

3) Conclusie:

I Bewegen we een recht draadstuk dat $\perp \vec{B}$, eenparig in een richting $\perp \vec{B}$, dan treedt TIJDENS deze beweging in dit draadstuk een EMK VAN INDUCTIE op.

II De grootte van deze EMK is afhankelijk van:
   a) de snelheid der beweging.
   b) de sterkte van het magnetisch veld.

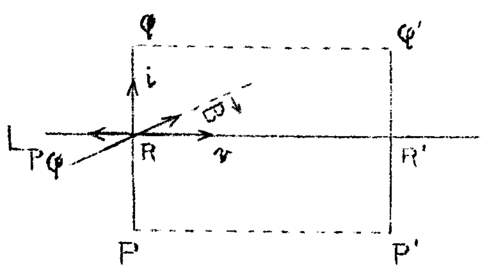
III De werkrichting van deze EMK (die samenvalt met de richting van de inductie-stroom die door deze EMK veroorzaakt wordt) wordt gevonden door de V-B regel:
Draai een rechtsdraaiende kurketrekker van $\vec{V}$ naar $\vec{B}$ over de kleinste hoek, dan geeft de voortgaande richting van de kurketrekker de werkrichting aan van de EMK van inductie.

IV Is het rechte draadstuk gesloten door een sluitdraad die zich geheel buiten het magnetisch veld bevindt, dan treedt in de gesloten kring een INDUCTIESTROOM op.

V Deze inductiestroom heeft in het door ons bewogen draadstuk altijd zo'n richting, dat wij positieve arbeid moeten verrichten om het draadstuk in het magnetische veld te bewegen.

Par. 3) Berekening van de EMK van inductie.

1)



Stel, dat de sterkte van de inductie stroom i Amp. is.
Dan is $L_{PQ} = i.PQ.B$ Newton.
Bij de eenparige beweging van PQ naar P'Q' moeten WIJ positieve arbeid verrichten.
Deze arbeid is:

$$W = L_{PQ}.RR' \text{ Joule.}$$
$$= i.PQ.B.RR' \text{ Joule.}$$
$$= i.B.Opp_{PQQ'P'} \text{ Joule.}$$

Nu is $B.Opp_{PQQ'P'}$ gelijk aan het aantal getekende magnetische veldlijnen dat bij deze beweging van PQ doorsneden wordt, dus gelijk aan de DOORSNEDEN MAGNETISCHE FLUX. Stellen we deze voor door $\Delta\phi$ dan volgt:

$$B.Opp_{PQQ'P'} = \Delta\phi$$

dus: $$\boxed{W = i.\Delta\phi \text{ Joule.}}$$

Deze energie vinden we, volgens de wet van behoud van energie, terug als electrische energie van de inductie stroom.
Stellen we de EMK VAN INDUCTIE gelijk aan E volt, dan is de electrische energie van de inductiestroom gelijk aan:

$$\boxed{E \, . \, i \, . \, \Delta t \text{ Joule.}}$$

Hierin is Δt de duur van de beweging van PQ naar P'Q'
Dus:
$$E \, . \, i \, . \, \Delta t = i \, . \, \Delta\phi$$

dus: $$\boxed{E = \frac{\Delta\phi}{\Delta t} \text{ volt.}}$$

In woorden: De EMK van INDUCTIE is gelijk aan de PER SEC. doorsneden MAGNETISCHE FLUX.

2) Opmerkingen.

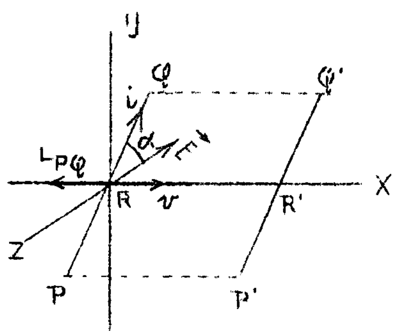
a) Wat valt uit de op blz. 128 staande formule af te leiden over de dimensie van ϕ

Antwoord:

$$\left.\begin{array}{l}[\phi] = [\Delta\phi] = [E.\Delta t] = 1 \text{ volt.sec.} \\ [\phi] = 1 \text{ Weber} = 1\ W_b\end{array}\right\} \underline{1\ W_b = 1 \text{ Volt.sec.}}$$

b) Tot nu toe hebben we uitdrukkelijk verondersteld, dat PQ loodrecht stond op $\vec{B}$ en dat PQ eenparig bewogen werd in een richting $\perp \vec{B}$.
We zullen twee gevallen onderzoeken waarbij niet aan beide voorwaarden van de rechte hoeken is voldaan.

Geval I PQ maakt een $\angle \alpha$ met $\vec{B}$; $\vec{v} \perp \vec{B}$.



Analoog aan de redenering van par.2 volgt, dat bij deze beweging van PQ ook een EMK van inductie optreedt.
Analoog aan de redenering in par. 3 punt 1) volgt:

$L = i.PQ.B\sin\alpha$ Newton.

$W = L.RR'$ Joule

$= i.PQ.B\sin\alpha.RR'$ Joule

$= i.B\sin\alpha.Opp_{PQQ'P'}$

Maar $B\sin\alpha.O_{PQQ'P'} = \Delta\phi$

$\Delta\phi$ is de magnetische FLUX die bij deze beweging van PQ doorsneden wordt.

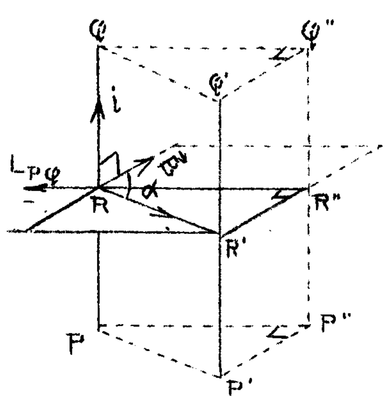
dus: $W = i\Delta\phi$

dus $E\, i\Delta t = i\Delta\phi$

dus $\boxed{E = \dfrac{\Delta\phi}{\Delta t} \text{ Volt}}$

Naar de vorm is dit dezelfde formule als boven: De EMK van inductie is gelijk aan de BIJ DEZE BEWEGING VAN PQ PER SEC. doorsneden magnetische FLUX.

Geval II PQ $\perp \vec{B}$; $\vec{V}$ maakt een $\angle \alpha$ met $\vec{B}$.



Ook nu zal in PQ een EMK van inductie optreden.

$L_{PQ} = i.PQ.B$ Newton.

$W = L_{PQ}.RR''$ Joule

$= i.PQ.B.RR''$

$= i.B.Opp_{PQQ''P''}$

Nu is $B.Opp_{PQQ''P''} = \Delta 0$

dus $W = i\Delta\phi$

dus $E.i\Delta t = i\Delta\phi$

dus: $\boxed{E = \dfrac{\Delta\phi}{\Delta t} \text{ volt.}}$

We vinden weer, dat de EMK van inductie gelijk is aan de BIJ DEZE BEWEGING van PQ PER SEC. doorsneden magnetische FLUX.

Conclusie uit geval I en II:

De voorwaarden van de rechte hoeken zijn geen noodzakelijke voorwaarden.

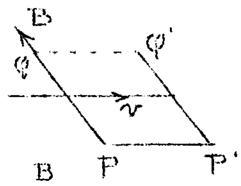
c) zie blz. 130

c) Men kan zonder veel moeite bewijzen, dat de formule $E = \frac{\Delta\phi}{\Delta t}$ volt geldig is voor iedere eenparige translatie van PQ, onverschillig welke hoeken PQ, $\vec{B}$ en $\vec{v}$ met elkaar maken.
Bij zo'n willekeurige translatie beschrijft PQ in het tijdsinterval Δt een oppervlak.
Is $\Delta\phi$ de magnetische FLUX door dit oppervlak, dan is $\frac{\Delta\phi}{\Delta t}$ de bij deze beweging PER SEC. DOORSNEDEN MAGNETISCHE FLUX. Analoog aan de in het bovenstaande gegeven bewijsvoeringen volgt dan, dat TIJDENS deze beweging van PQ in PQ een EMK VAN INDUCTIE optreedt, die gelijk is aan:

$$\boxed{E = \frac{\Delta\phi}{\Delta t} \text{ volt.}}$$

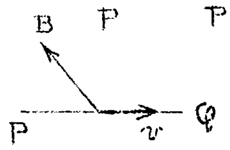
Het is van belang hierbij aan te tekenen, dat er vier translaties van PQ in het homogene magnetisch veld zijn waarbij in PQ geen EMK van inductie optreedt.
Deze zijn:

I



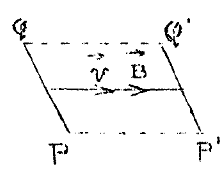
PQ is gericht volgens $\vec{B}$

II



PQ is gericht volgens $\vec{v}$

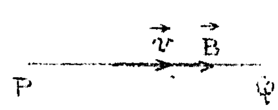
III



$\vec{v} /\!/ \vec{B}$ of antiparallel

$\angle(\vec{v}, \vec{B}) = 0$ of 180°

IV



PQ, $\vec{v}$ en $\vec{B}$ hebben dezelfde drager

In deze gevallen is òf het beschreven oppervlak nul (II en IV) òf de magnetische flux door het beschreven oppervlak is nul (I en III)
Men kan ook zeggen: In deze gevallen is òf de Lorentz-kracht op het electronengas van PQ gelijk aan nul (III en IV) òf deze Lorentz-kracht heeft geen component langs PQ (I en II).
Nog anders gezegd: In deze gevallen levert de v-B regel geen tangentiële component op.
Uit het geval I van opmerking b blijkt, dat de EMK van inductie altijd werkt in de richting van de TANGENTIËLE component van de richting, die door de v - B regel wordt bepaald.

Als we in de toekomst zullen spreken van " een volgens de V - B regel gerichte EMK van inductie" zullen we altijd deze tangentiële richting bedoelen.

Conclusie: Voert een recht draadstuk een eenparige translatie uit in een homogeen magnetisch veld, dan treedt tijdens deze beweging in het draadstuk een volgens de V - B regel gerichte EMK van inductie op, die in grootte gelijk is aan:

$$\boxed{E = \frac{\Delta\phi}{\Delta t} \text{ volt.}}$$

d) Tot nu toe hebben we verondersteld, dat het magnetisch veld homogeen en de beweging van het rechte draad element een eenparige translatie is.
In de hogere natuurkunde onderzoekt men de EMK van inductie, die optreedt in een recht infinitesimaal klein draad-element bij een willekeurige beweging (translatie, rotatie, wel of niet eenparig) in een willekeurig niet homogeen magnetisch veld.

Men komt dan tot de conclusie: Is d t de duur van het tijdsinterval van het ogenblik t, dan beschrijft het infinitesimaal kleine draadelement in dat tijdselement een oppervlak.
Is $d\phi$ de magnetische flux door dit oppervlak dan werkt op het ogenblik t in dit draadelement een volgens de V-B regel gerichte EMK van inductie, die gelijk is aan:

$$\boxed{E_t = \frac{d\phi}{dt} \text{ volt.}}$$

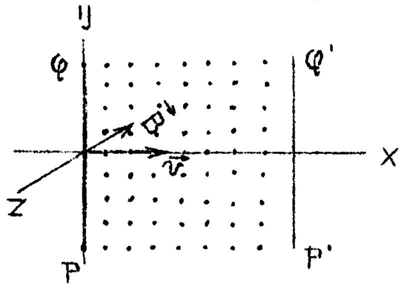
Wordt een willekeurig gevormd draadstuk willekeurig bewogen in een willekeurig niet homogeen magnetisch veld, dan moet men het draadstuk in infinitesimaal kleine rechte draad-elementen verdelen en voor ieder draadelement E_t bepalen. De resulterende EMK van inductie is dan de algebraische som van deze electromotorische krachten.

3) <u>EindCONCLUSIE uit par. 3</u>
Wordt een recht (eventueel infinitesimaal klein) draadelement bewogen in een magnetisch veld, dan treedt er TIJDENS deze beweging op ieder ogenblik in dit draadelement een volgens de V – B regel gerichte EMK VAN INDUCTIE op, die gelijk is aan:

$$\boxed{E_t = \frac{d\phi}{dt} \text{ volt.}}$$

Par. 4) Reflexie.

1) Deze EMK van inductie is groot als $\frac{d\phi}{dt}$ groot is, dus als de PER SEC. doorsneden magnetische FLUX in het tijdsinterval van het beschouwde ogenblik, groot is.



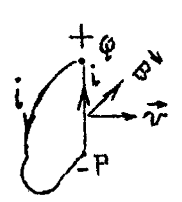
In het eenvoudige geval, dat het veld homogeen, het rechte draadelement PQ, $\vec{B}$ en $\vec{v}$ onderling loodrecht op elkaar staan, zal de EMK van inductie dus groot zijn als:

a) het magnetisch veld sterk
b) de snelheid groot
c) de lengte van PQ groot is.

2) Veronderstellen we, dat in bovenstaande figuur de uiteinden P en Q verbonden zijn door een sluitdraad, die zich geheel buiten het magnetische veld bevindt, dan zal er in de gesloten kring een INDUCTIE STROOM optreden, die in PQ gericht is van $\overset{Q}{\underset{P}{\uparrow}}$
De sterkte van deze stroom is:

$$i_{\circlearrowleft} = \frac{E_{ind}}{r_{PQ}+r_u} = \frac{1}{r_{PQ}+r_u} \cdot \frac{d\phi}{dt} \text{ volt.}$$

NB. Gevraagd: a) Welk van de punten P en Q heeft dan de hoogste potentiaal?



Antw.: In de sluitdraad gaat de stroom van Q naar P
Q HEEFT DUS EEN HOGERE POTENTIAAL DAN P.
In PQ wordt de stroom door de EMK van inductie "opgepompt" van laag naar hoog potentiaal. (Het electronengas van PQ wordt door de Lorentz-kracht van Q ⟶ P GEDREVEN! Daarin bestaat juist de ELECTROMOTORISCHE WERKING van deze Lorentz-kracht!)

Gevraagd: b) Hoe groot is de klemspanning tussen Q en P?

Antw.: $$V_Q - V_P = \underbrace{\frac{d\phi}{dt}}_{E_{ind}} - i_{\circlearrowleft} \cdot r_{PQ} \text{ volt.}$$

Gevraagd: c) Wat gebeurt er in PQ als de uiteinden P en Q niet door een draad verbonden zijn?

Antw.: Dan is $r_u = \infty$, dus $i_\phi = 0 \rightarrow V_Q - V_P = \frac{d\phi}{dt}$ volt
Zodra PQ begint te bewegen zal er dan in PQ even een verschuiving van het electronengas plaats hebben waarbij Q + en P - wordt.
Deze verschuiving gaat door tot

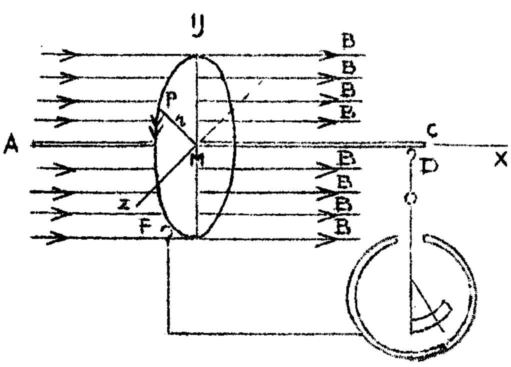
$$V_Q - V_P = \frac{d\phi}{dt} = E_{mk} \text{ van inductie.}$$

Gevraagd: d) Wat zal er in het open draadstuk PQ gebeuren als we in P'Q' de draad plotseling stil houden?

Antw.: Deze vraag kunnen we op dit ogenblik nog niet volledig beantwoorden. Er zal dan n.l. in PQ een z.g. electrische trilling optreden. (zie later)

Par. 5) Toepassing: Standaard ijking van een electrostatische voltmeter. (electrometer)

1)



Op een metalen as MC is in M een metalen rad loodrecht op deze as gemonteerd.
MP is een verbindingsspijl tussen de naaf en de velg van het rad.
Door rotatie van de as draait het rad in de richting die aangegeven is door
De as en de velg staan via de "borstels" D en F in verbinding met de knop resp. het omhulsel van een electrometer, die geisoleerd van de aarde is opgesteld.

Men plaatst het rad in de holte van een stroomgeleidende solenoïde, zò dat $\vec{AC}$ samenvalt met de richting van de magnetische veldsterkte $\vec{B}$ in de solenoïde.

2) Door rotatie van de as MC geeft men het rad een eenparig draaiende beweging waarvan de omloopstijd T bekend is.
MP beschrijft dus PER SEC. een cirkel sector met oppervlak $\frac{\pi r^2}{T} m^2$
In de verbindingsspijl MP zal tijdens dit draaien dus een volgens de V - B regel gerichte EMK van inductie optreden.
De grootte van deze EMK is:

$$\left.\begin{aligned} E &= \frac{d\phi}{dt} \text{ volt} \\ \text{nu is: } d\phi &= B\, d\, O = B\,\frac{\pi r^2}{T}\, dt \end{aligned}\right\} E = B.\,\frac{\pi r^2}{T} \text{ volt}$$

Bij de gegeven draairichting van het rad werkt deze EMK in de richting van $M \rightarrow P$.
In de velg zal bij het draaien geen EMK van inductie optreden.

3) De EMK in MP wil dus een stroom opwekken die in MP gericht is van $M \rightarrow P$. Maar het omhulsel en de knop van de electrometer zijn van elkaar geisoleerd.
Tijdens het draaien van het rad zal er tussen M en P alleen maar een potentiaalverschil optreden: Bij de gegeven draairichting wordt V_P + en V_M - .

Nu is:

$$\left.\begin{aligned} V_M &= V_D = V_{knop} \\ V_P &= V_F = V_{omhulsel} \end{aligned}\right\} V_{omh} - V_{knop} = B\,.\,\frac{\pi r^2}{T} \text{ volt.}$$

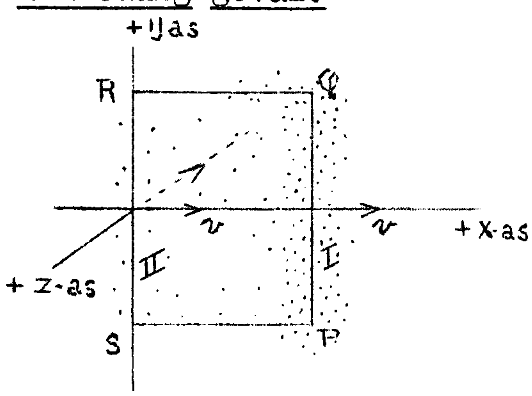
Conclusie: I Bij de gegeven hoeksnelheid van het rad zal tussen het omhulsel en de knop een potentiaalverschil bestaan van $B\,.\,\frac{\pi r^2}{T}$ volt.

Conclusie : II Daar B, r en T bekend zijn kan men dus het potentiaalverschil berekenen dat bij de waargenomen wijzerstand bestaat tussen de knop en het omhulsel, m.a.w. MEN KAN DEZE ELECTROMETER IJKEN.

Opmerking: Bij deze ijking hebben we niets te maken met de diëlectriciteitsconstante $\mathcal{E}_0$
Met behulp van een aldus geijkte electrometer kan men dus, via de aantrekkingskrachten tussen de platen van een condensator, $\mathcal{E}_0$ en $\mathcal{E}_r$ bepalen (zie blz. 68)

Deel E_{II} : Beweging van een gesloten draadkring in een magnetisch veld.

Par. 1) Eenvoudig geval.



PQRS is een draadraam in het XOY vlak. Het draadraam bevindt zich in een NIET homogeen magnetisch veld: De magnetische veldlijnen zijn dus geen rechte lijnen.
We zullen alleen veronderstellen, dat de magnetische veldlijnen het vlak van tekening indringen.
We bewegen het draadraam PQRS in de richting van de positieve x- as en vragen ons af wat er tijdens deze beweging in het metaal van het raam gebeurt.

1) In PQ treedt op ieder ogenblik van deze beweging een EMK van inductie op, die gericht is van $\uparrow^{Q}_{P}$ en in grootte gelijk is aan:

$$E_I = \frac{d\phi_I}{dt} \text{ volt.}$$

In SR treedt eveneens op ieder ogenblik van deze beweging een EMK van inductie op die gericht is van $\uparrow^{R}_{S}$ en in grootte gelijk is aan:

$$E_{II} = \frac{d\phi_{II}}{dt} \text{ volt.}$$

In QR en SP treedt bij deze beweging geen EMK VAN INDUCTIE op.

Conclusie: Tijdens deze beweging van het draadraam treden er in de gesloten kring PQRS TWEE EMK's van inductie op, E_I en E_{II}, DIE IN DE GESLOTEN KRING PQRS TWEE TEGENGESTELD GERICHTE INDUCTIE STROMEN WILLEN OPWEKKEN.

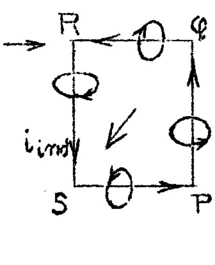
2) Of er tijdens deze beweging in het draadraam werkelijk een stroom zal optreden en in welke zin deze stroom het raam PQRS zal doorlopen wordt bepaald door de resulterende EMK.

$$E_I - E_{II} = \frac{d\phi_I - d\phi_{II}}{dt} \text{ volt.}$$

Er zijn drie mogelijkheden:

I $d\phi_I > d\phi_{II}$

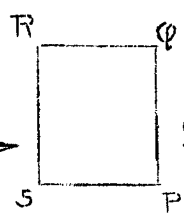
In dit geval neemt de magnetische FLUX door het OPPERVLAK PQRS TOE $\Big\} \rightarrow E_I > E_{II} \rightarrow$



In PQRS treedt een inductiestroom op die gericht is van P→Q→R→S→P.
Het eigen magnetisch veld van deze inductie-stroom i past NIET bij het gegeven magnetische veld.
We zullen deze inductie stroom NEGATIEF noemen.

II $d\phi_I = d\phi_{II}$

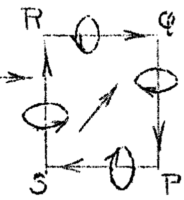
In dit geval verandert de magnetische FLUX door het OPPERVLAK PQRS NIET $\Big\} \rightarrow E_I = E_{II} \rightarrow$



In het draadraam treedt GEEN inductiestroom op.

III $d\phi_I < d\phi_{II}$

In dit geval neemt de magnetische FLUX door het OPPERVLAK PQRS AF $\rightarrow E_I < E_{II} \rightarrow$



In PQRS treedt een inductiestroom op, die gericht is van P→S→R→Q→P. Het eigen magnetisch veld van deze inductiestroom past WEL bij het gegeven magnetisch veld. We zullen deze inductiestroom POSITIEF noemen.

Conclusie: a) Er treedt in de gesloten kring PQRS dan en slechts dan éen inductiestroom op, als er een V E R A N D E R I N G is van de MAGNETISCHE FLUX door het oppervlak PQRS.

b) De inductiestroom wil: DE V E R A N D E R I N G van de MAGNETISCHE FLUX door het oppervlak PQRS TEGENWERKEN.

NB. De inductiestroom werkt dus niet de magnetische FLUX tegen, maar wel DE VERANDERING VAN de magnetische FLUX door het oppervlak PQRS.

3) Notatie: $d\phi_I - d\phi_{II} = d\phi^{\square}$

$d\phi^{\square}$ stelt dan de in het tijdsinterval dt optredende VERANDERING voor van de magnetische FLUX door het oppervlak PQRS.

Dus:
$$E_I - E_{II} = \frac{d\phi^{\square}}{dt}$$

Is $d\phi^{\square}$ positief, dan is de inductiestroom negatief.
Is $d\phi^{\square}$ negatief, dan is de inductiestroom positief.

AFSPRAAK: We zullen aan de resulterende EMK van inductie een NEGATIEF TEKEN toekennen als de opgewekte inductiestroom NEGATIEF is en een positief teken als de inductiestroom POSITIEF is.

Dan volgt:
$$\boxed{E_{\circlearrowleft}^{res} = -\frac{d\phi^{\square}}{dt} \text{ volt.}}$$

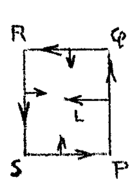
NB. Het - teken, dat door een afspraak aan de formule is TOEGEVOEGD, geeft aan, dat de EMK van inductie op ieder ogenblik zodanig gericht is, dat het eigen magnetisch veld van de inductiestroom de VERANDERING van de door de gesloten kring omvatte magnetische FLUX TEGENWERKT.

4) Opmerkingen:

a) De grootte van de EMK van inductie in de gesloten kring PQRS wordt dus alleen bepaald door de VERANDERING PER SEC. van de magnetische FLUX door het oppervlak PQRS.

b) De EMK van inductie is groot als $\frac{d\phi^{\square}}{dt}$ groot is.

c) Tijdens de beweging van PQRS werken op de zijden van de rechthoek ook Lorentz-krachten.



Beschouwen we het geval, dat de magnetische FLUX door het oppervlak PQRS toeneemt ($\vec{B}$ het papier in), dan treedt in de kring een negatieve inductiestroom op.
De Lorentzkrachten op de zijden van PQRS zijn dan allen naar binnen gericht: Het is dus alsof deze Lorentz-krachten het raamoppervlak willen verkleinen, waardoor de vergroting van de magnetische FLUX ook werd tegengewerkt!

d) We hebben de formule $E = -\frac{d\phi^{\square}}{dt}$ volt afgeleid voor een eenvoudig geval.

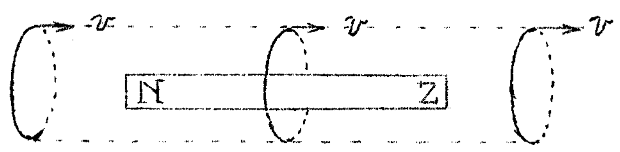
In de hogere Natuurkunde wordt bewezen, dat deze formule geldig is voor iedere willekeurige gesloten kring bij iedere willekeurige beweging in een willekeurig magnetisch veld. Verandert bij zo'n beweging de door de gesloten kring omvatte magnetische FLUX, dan treedt tijdens deze verandering in de gesloten kring een EMK van inductie op die op ieder ogenblik gelijk is aan:

$$\boxed{E_{\circlearrowright} = - \frac{d\Phi}{dt} \text{ volt.}}$$

Deze EMK is zo gericht, dat het eigen magnetisch veld van de inductiestroom de VERANDERING van de omvatte magnetische FLUX TEGEN WERKT.

e) Men kan in het algemeen zeggen, dat een inductie-verschijnsel de tendens heeft om de oorzaak, waardoor het werd verwekt tegen te werken.
Men duidt deze algemene regel gewoonlijk aan als de WET VAN LENZ, naar H.F.E. LENZ (1804 - 1865), die haar het eerst formuleerde, drie jaar nadat het verschijnsel der inductie door Faraday werd ontdekt (Kronig)

f) Opgave:



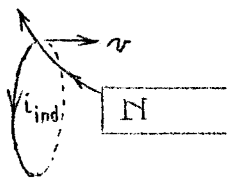
Een metalen ring wordt bewogen van links naar rechts. (zie fig.)

Gevraagd: a) Geef op de in de figuur aangegeven ogenblikken de richting van de eventueel optredende inductiestromen aan.

b) Geef de richtingen van de Lorentz-krachten aan, die tijdens deze beweging op de ring werken.

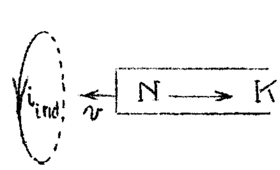
g) Het doet, wat de grootte van E betreft, niets ter zake of we in bovenstaande figuur de ring of de magneet bewegen.
Voor de verantwoording van de energie DOET HET ECHTER WEL IETS TER ZAKE.

We bewegen de ring.



Lorentz-kracht op de ring, naar links gericht: Wij moeten positieve arbeid verrichten vanwege deze Lorentz - kracht.

We bewegen de magneet.



Op de noordpool werkt een naar rechts gerichte Biot-Savart kracht: Wij moeten positieve arbeid verrichten vanwege deze Biot-Savart kracht.

5) Eindconclusie uit deel E_{II}

I Bewegen wij een draadstuk in een magnetisch veld, dan treedt in ieder infinitesimaal klein element van dit draadstuk een volgens de v - B regel gerichte EMK van inductie op, die op ieder ogenblik gelijk is aan:

$$E = \frac{d\Phi}{dt} \text{ volt.}$$

Deze EMK is zo gericht, dat de Lorentz-kracht t.g.v. de opgewekte inductie stroom de beweging tegenwerkt.

II Verandert de magnetische FLUX, die door een gesloten geleidende kring wordt omvat, dan treedt TIJDENS deze verandering in de gesloten kring een EMK van inductie op, die zo gericht is, dat het eigen magnetisch veld van de opgewekte inductiestroom de VER-

VERANDERING VAN de omvatte magnetische FLUX TEGENWERKT.
Deze EMK van inductie is gelijk aan:

$$E_{\circlearrowleft} = -\frac{d\phi^{a}}{dt} \text{ volt.}$$

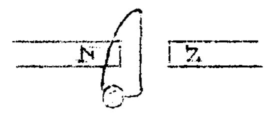
In woorden: De EMK van inductie is MIN de verandering PER SEC. van de omvatte magnetische FLUX.

III <u>Wet van Lenz:</u>

Het inductie verschijnsel heeft de tendens om de oorzaak waardoor het werd verwekt,

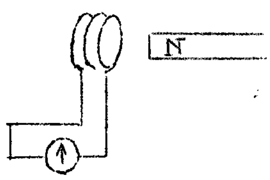
T E G E N T E W E R K E N .

Par. 2) <u>Proeven:</u> 1)



$\longrightarrow E = \frac{d\phi}{dt}$ volt.

2)



a) Wij bewegen de magneet.
b) Wij bewegen de spoel.

$\Big\} E_{\circlearrowleft} = -\frac{d\phi^{a}}{dt}$ V.

3) Aard-inductor.

Deel E_{III}. <u>FOUCAULTSE STROMEN</u> (Wervelstromen)

(Jean Bernard Léon Foucault; 1819 - 1868; autodidact; zijn veelzijdige onderzoekingen getuigen van grote originaliteit; slingerproef, lichtsnelheid; overleed aan een beroerte t.g.v. overwerktheid.)

Par. 1) <u>Het verschijnsel.</u>

1) Tot nu toe hebben we alleen inductie verschijnselen bestudeerd die optreden in DRAAD-stukken of gesloten DRAAD - kringen.
Uit de theoretische verklaring van het ontstaan van de EMK VAN INDUCTIE (zie blz. 126 e.v.) blijkt echter, dat het, met betrekking tot dit ONTSTAAN, BIJKOMSTIG is of de drager van het electronengas een draad of een willekeurige metaalmassa is.

WEZENLIJK in deze verklaring is, dat een electronengas bewogen wordt in een magnetisch veld en dat er dientengevolge op deze electronen Lorentz-krachten werken die volgens de I - B regel gericht zijn en die het electronengas in zijn geheel willen doen bewegen en dus in het metaal werken als een volgens de v - B regel gerichte EMK.

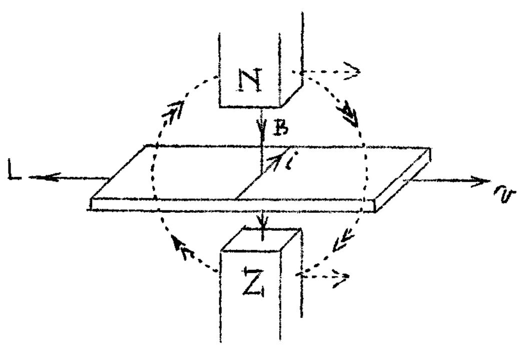
Bewegen we dus een uitgebreide metaalmassa in een magnetisch veld, dan zal er TIJDENS deze beweging IN IEDER (infinitesimaal klein) VOLUME ELEMENT van het metaalinwendige een volgens de v - B regel gerichte EMK van inductie optreden.
Dit zal ook gebeuren als we de metaalmassa in rust houden maar er voor zorgen dat er in het metaal-inwendige een WISSELEND magnetisch veld aanwezig is.

2) <u>De inductie-stromen die t.g.v. deze electromotorische krachten in de metaalmassa optreden, noemt men FOUCAULTSE STROMEN of WERVELSTROMEN.</u>
In eenzelfde metaalmassa kunnen gelijktijdig meerdere inductie - stromen optreden: de term "wervelstromen" drukt uit, dat deze stromen een zeer grillig verloop kunnen hebben.

3) De Foucaultse stromen vormen vaak een STOREND NEVENVERSCHIJNSEL bij machines waarbij metalen onderdelen bewegen in een magnetisch veld (dynamo). Zij ontwikkelen n.l. in het metaal een hoeveel - heid warmte, waardoor een deel der beschikbare electrische energie nutteloos wordt verbruikt en zelfs een schadelijke verhitting van de metaaldelen kan worden veroorzaakt.

Par. 2) Voorbeelden.

1)



We bewegen een metalen plaat tussen twee ongelijknamige magneetpolen. Is deze plaat NIET GEÏSOLEERD, dan treedt er tijdens deze beweging in het metaal-inwendige van de plaat een inductiestroom op. (Foucaultse stroom).
Gevolgen:

a) Op de plaat werkt een Lorentz-kracht L die de beweging tegenwerkt.

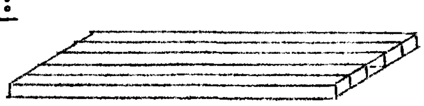
b) In de plaat heeft een warmtewerking plaats.

c) Op de magneetpolen werken Biot-Savart krachten, die de magneetpolen willen meetrekken.

We hebben hier het principe van de electrische rem.

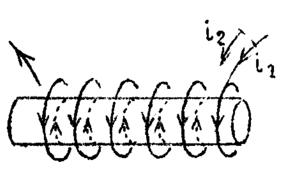
Vraag: Hoe kan men voorkomen, dat bij bovenstaande beweging in de plaat een Foucaultse stroom optreedt?

Antw.:



Men neemt geen massieve plaat maar een die bestaat uit onderling geïsoleerde delen zoals de figuur aangeeft.

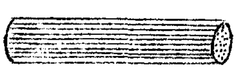
2)



We beschouwen een stroomgeleidende solenoïde, die opgevuld is met een ijzeren kern. We vergroten de stroom door de solenoïde. TIJDENS het vergroten van de hoofdstroom stroomt over het oppervlak van de kern een inductiestroom, die de vergroting van de hoofdstroom tracht tegen te werken.

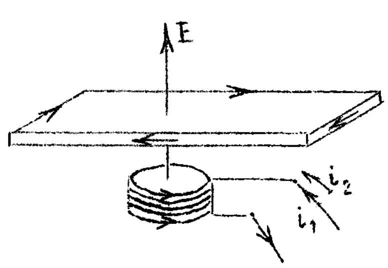
Vraag: Hoe kan men deze Foucaultse stroom voorkomen?

Antw.:



Men maakt de kern uit een bundel onderling geïsoleerde staafjes.

3)



Stroomgeleidende spoel tegenover een metalen plaat.
We maken de stroomsterkte in de spoel groter.
Tijdens het vergroten van deze stroom neemt de magnetische flux door de plaat toe $\longrightarrow$ tijdens het vergroten van de stroom in de spoel stroomt langs de omtrek van de metalen plaat een inductiestroom (Foucaultse stroom) die de vermeerdering van de omvatte flux wil tegenwerken.

Par. 3) Proeven:

1) Slinger van Waltenhofen (1874)

2) Compasnaald boven koper-plaat.

Par. 4) Nuttige toepassingen van de Foucaultse stromen.

1) Electrische rem.

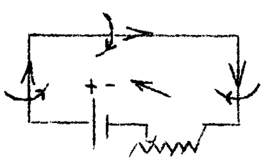
2) Massieve kern bij de draaispoelmeter: Tijdens het draaien van de stroomgeleidende spoel (magnetisch veld van de spoel!) ontstaat in de weekijzeren kern een Foucaultse stroom. Het

magnetisch veld van deze Foucaultse stroom oefent een remmend Lorentz-koppel uit op de draaiende spoel → De stroomaanwijzing is aperiodisch.
Zodra de spoel tot rust gekomen is, treedt er in de weekijzeren kern geen Foucaultse stroom meer op. De grootte van de uitslag van de wijzer wordt dus alleen bepaald door het moment van het Lorentz-koppel, dat vanwege het radiaal magnetisch veld op de spoel werkt en door het moment van het torsie koppel.
De Foucaultse stroom heeft dus geen invloed op de grootte van de wijzeruitslag.
De Foucaultse stroom heeft alleen invloed op de "bewegingsvergelijking" volgens welke de wijzer beweegt.

3) Koperen band bij compas.

Deel IV. Zelfinductie.

Par. 1) Het verschijnsel.



We beschouwen een stroomkring zoals de fig. aangeeft.

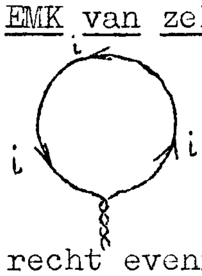
$$i_{\circlearrowleft} = \frac{E_{bron}}{r_i + r_u} \text{ Amp.}$$

De stroomdraden in de kring worden omcirkeld door een magn. veld. De stroom kring omvat dus magnetische veldlijnen.
Deze magnetische veldlijnen zijn dus door de stroom in de kring zelf veroorzaakt.
Veranderen we de schuifweerstand dan moet (volgens Ohm) de stroom sterkte in de kring een andere waarde gaan aannemen → Dus moet de sterkte van het magnetisch veld, dat door de stroom van de kring veroorzaakt wordt, gaan veranderen. → Dus moet het aantal magnetische veldlijnen, dat de kring van haar eigen magnetisch veld omvat, gaan veranderen.
Iedere oorzaak heeft haar eigen gevolg:
Tijdens de verandering van de hoofdstroom is er een verandering van de door de kring omvatte magnetische flux.
Tijdens de verandering van de hoofdstroom moet dus in de kring zelf een EMK van inductie optreden, die de VERANDERING van de stroomsterkte IN DE KRING ZELF tegenwerkt.
Dit verschijnsel heet zelfinductie.

Definitie: Onder zelfinductie verstaat men het verschijnsel, dat tijdens het veranderen van de hoofdstroom IN DE KRING ZELF een EMK van inductie optreedt, die de verandering van de hoofdstroom tegenwerkt.

Deze EMK noemt men de EMK van zelfinductie. E_{zelf}

Par. 2) De EMK van zelfinductie in een draadraam, dat een deel is van een kring.



1) We beschouwen een draadraam, dat een deel is van een stroomkring.

De magnetische flux die dit raam van het door het raam zelf veroorzaakte magnetisch veld omvat is:

I) recht evenredig met i.
II) afhankelijk van de vorm. b.v. bij een dubbelgeslagen draad is $\phi^{\square} = 0$.
III) van de middenstof. Vullen we de holte op met weekijzer, dan is: $\phi^{\square} = \mu_r \, \phi^{\square}_{vac.}$

We kunnen dus zeggen: $\phi^{\square}_{zelf} = C \cdot i$

waarbij C afhangt van 1) de vorm, 2) de middenstof $\Big\}$ dus $\phi^{\square}_{zelf} = f(\text{vorm}, \mu_r) \cdot i$

2) Veranderen wij de hoofdstroom, dan verandert $\phi^{\square}_{zelf}$

Dus treedt er in de stroomkring een EMK van zelfinductie op:

$$E_{zelf} = -\frac{d\phi^{\square}}{dt} = -f(\text{vorm}, \mu_r) \cdot \frac{di}{dt}$$

dus: $$\boxed{E_{zelf} = -f(\text{vorm}, \mu_r) \cdot \frac{di}{dt} \text{ volt.}}$$

Is $\frac{di}{dt}$ positief, dan is E_{zelf} negatief, werkt de bron TEGEN.

Is $\frac{di}{dt}$ negatief, dan is E_{zelf} positief, werkt met de bron MEE.

Voor een bepaalde draad in een bepaalde vorm en in een bepaalde middenstof is $f(\text{vorm}, \mu_r)$ een constante.
Het is gebruikelijk om de factor $f(\text{vorm}, \mu_r)$ aan te geven door de hoofdletter L,

dus: $$\boxed{E_{zelf} = -L\frac{di}{dt} \text{ volt.}}$$

L heet de coëfficient van zelfinductie van deze draad in deze vorm met deze middenstof.

NB. Definitie: De coëff. van zelfinductie van een draad in een gegeven situatie, is de EMK van zelfinductie, die in de stroomkring, waarvan de draad een deel is, optreedt als de stroomsterkte in de kring met 1 Ampère per sec. verandert.

3) De eenheid van coëff. van zelfinductie is 1 henry = 1 H.

(Joseph Henry; 1797 - 1878; Amerikaan; zoon van een dagloner; op zijn zestiende jaar aan het toneel, daarna wist hij zich onderwijs te verschaffen; in 1832 hoogleraar te Princeton.)

$$1 \text{ henry} = \frac{1 \text{ volt}}{1 \frac{\text{Amp.}}{\text{sec.}}} = 1 \frac{\text{voltsec.}}{\text{Amp.}} = 1 \frac{\text{Wb}}{\text{Amp.}}$$

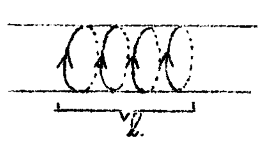
NB. Definitie: Een draadwinding heeft een coëff. van zelfinductie van 1 henry als daarin bij een stroomverandering van 1 Amp. per sec. een EMK van zelfinductie van 1 Volt ontstaat.

Vraag a) Wat wil zeggen: de coëff. van zelfinductie is 5 henry.

b) Hoe groot is dan E_{zelf}, als i met 8 $\frac{\text{Amp.}}{\text{sec.}}$ verandert.

Par. 3) De coëff. van zelfinductie van een solenoïde.

We weten: $$B = \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n}{l} \cdot i \ \frac{N}{1Am}$$



dus:
$$\phi^{\square}_{zelf} = \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n}{l} \cdot i \cdot O = \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n.O}{l} \cdot i \text{ Wb.}$$

Hierin is O het oppervlak van èèn cirkelwinding. Verandert i, dan volgt:

$$d\phi^{\square}_{zelf} = \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n.O}{l} \cdot di.$$

IN IEDERE WINDING van de solenoïde treedt nu een EMK van zelfinductie op.

Per WINDING is: $$E_{zelf} = -\frac{d\phi^{\square}}{dt} = -\frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n.O}{l} \cdot \frac{di}{dt} \text{ volt.}$$

De totale EMK van zelfinductie in de solenoïde is dus:

$$E_{zelf} = n \cdot E^{zelf}_{per\ winding}$$

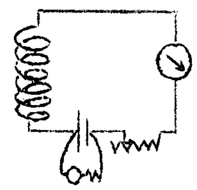
dus: $$E_{zelf} = -\frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n^2 O}{\ell} \cdot \frac{di}{dt} \text{ volt.}$$

dus: $$L_{solenoïde} = \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n^2 O}{\ell} \text{ henry} = \mu_o \frac{n^2 O}{\ell} \text{ henry}$$

met middenstof: $$L_{solenoïde} = \mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n^2 O}{\ell} \text{ henry.}$$

NB. De coëff. van zelfinductie van een solenoïde is recht evenredig met het kwadraat van het aantal windingen!

Par. 4) De zelfinductie in een stroomkring.



De kring heeft een resulterende coëffi - cient van zelfinductie.

$L_{\circlearrowright}$

Tijdens de verandering van i is:

$$E_{zelf} = - L_{\circlearrowright} \frac{di}{dt} \text{ volt.}$$

NB: E_{zelf} is groot als:

1) $L_{\circlearrowright}$ groot is $\begin{cases} \text{Spoel!} \\ \text{Ijzeren kern.} \end{cases}$

2) $\frac{di}{dt}$ groot is.

Is in een kring $L_{\circlearrowright} = o$ dan is ook $E_{zelf} = o$.

Vraag: 1) Hoe kan men zonder iets aan de kring te veranderen E_{zelf} vergroten.

2) Hoe kan men door iets aan de kring te veranderen E_{zelf} vergroten.

Par. 5) Gevolgen van de zelfinductie bij het veranderen van de hoofd - stroom in een kring.

1) Men moet wel bedenken, dat TIJDENS de verandering van de hoofdstroom TWEE electromotorische krachten in de kring werkzaam zijn, n.l.:

I de EMK van de BRON.

II de EMK van ZELFINDUCTIE: $E_{zelf} = - L_{\circlearrowright} \cdot \frac{di}{dt}$ volt.

Is $\frac{di}{dt} + \rightarrow E_{zelf} - \rightarrow E_{zelf}$ werkt de EMK van de bron TEGEN

Is $\frac{di}{dt} - \rightarrow E_{zelf} + \rightarrow E_{zelf}$ werkt met de EMK van de bron MEE.

2) We vragen: Hoe manifesteert deze EMK van zelfinductie zich bij een verandering van de hoofdstroom in een stroomkring?

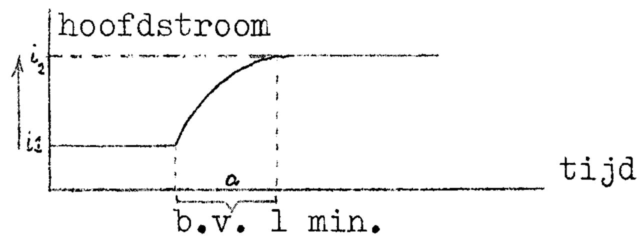
We besdhouwen vier gevallen:

Geval I: Bij het vergroten van de hoofdstroom werkt E_{zelf} de EMK van de bron tegen.
E_{zelf} is recht evenredig met $\frac{di}{dt}$.
Het is dus onmogelijk, dat de hoofdstroom "met een sprong" een grotere waarde aanneemt, want dan zou $\frac{di}{dt}$ oneindig groot zijn: de EMK van de bron zou dan vol - ledig

overmeesterd worden door de oneindig grote, tegen de bron inwerkende, EMK van zelfinductie.

Conclusie: Het aangroeien van de hoofdstroom kan niet "plotseling" geschieden:
HET AANGROEIEN VAN DE HOOFDSTROOM HEEFT TIJD NODIG.

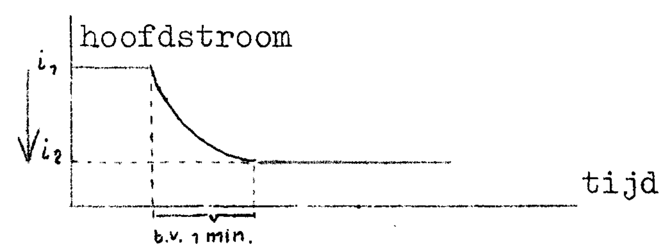
Grafiek:



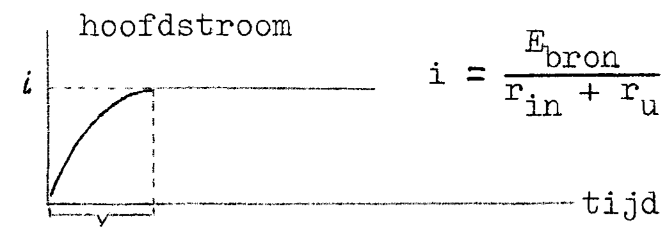
Gevraagd: Hoe groot is $\frac{di}{dt}$ op het ogenblik a ?
Hoe groot is E_{zelf} op het ogenblik a?

Geval II: Bij het verkleinen van de hoofdstroom werkt E_{zelf} met de bron mee.
E_{zelf} is recht evenredig met $\frac{di}{dt}$
HET AFNEMEN VAN DE HOOFDSTROOM KAN DUS NIET "PLOTSELING" GESCHIEDEN:
HET AFNEMEN VAN DE HOOFDSTROOM HEEFT TIJD NODIG.

Grafiek:



Geval III: Bij het sluiten van de stroom.



$$i = \frac{E_{bron}}{r_{in} + r_u} \text{ Amp.}$$

Geval IV: Bij het verbreken van de hoofdstroom $\longrightarrow$ vonk!

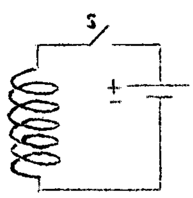
NB.3) Conclusie: In de praktijk openbaart de zelfinductie zich als een TRAAGHEIDSVERSCHIJNSEL.

Par. 6) Proeven.

1) Zie Schw. IV blz. 98. fig. 96.
2) fig. 97.
3) fig. 99.

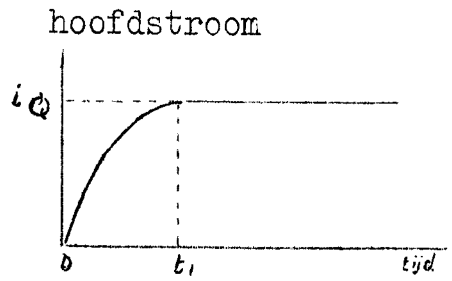
Par. 7) Verantwoording der energie bij zelfinductie.

1) De energie van het magnetisch veld van een stroomkring.



We beschouwen een stroomkring zoals de figuur aangeeft.
S is de stroomsluiter.
Sluiten we S dan duurt het even voordat de stroomsterkte de waarde heeft aangenomen die door de tweede wet van Ohm wordt bepaald:

$$i_{\circlearrowleft} = \frac{E_{bron}}{r_{in} + r_u} \text{ Amp.}$$



In het tijdsinterval $0 \rightarrow t_1$ wordt de stroomsterkte in de kring gegeven door de vergelijking:

$$i = \frac{E_{bron} - L\frac{di}{dt}}{r_{in} + r_u} \text{ Amp.}$$

dus: $E_{bron} = i(r_{in} + r_u) + L\frac{di}{dt}$ volt.

In het infinitesimaal kleine tijdsinterval dt is de door de bron geleverde energie gelijk aan:

$$E_{bron}\, i\, dt = i^2 (r_{in} + r_u)\, dt + L\, i\, d\, i \text{ Joule.}$$

In het tijdsinterval van $0 \rightarrow t_1$ levert de bron:

$$\underbrace{\int_0^{t_1} E_{bron} . i . dt}_{\text{door de bron geleverd}} = \underbrace{\int_0^{t_1} i^2 (r_{in} + r_u) dt}_{\text{warmtewerking in de kring}} + \underbrace{\int_0^{i} Lidi}_{?} \text{ Joule}$$

Vraag: Welke grootheid wordt door $\int_0^{i} Lidt$ voorgesteld?

Antw.: Iedere stroomkring heeft een magnetisch veld.
Dit magnetisch veld van de stroomkring moet bij het sluiten van de stroom worden opgebouwd.
Deze opbouw kost energie, die door de stroombron geleverd moet worden.
$\int^{i_0} Lidt$ Joule is dus de energie, die de bron nodig heeft om het magnetische veld van de kring op te bouwen.
m.a.w.: Als de stroomsterkte in de kring de "Ohmse waarde" bereikt heeft, is de energie van het magnetische veld gelijk aan:

$$\int_0^{i_0} Lidi = \tfrac{1}{2} L i^2 \text{ Joule.}$$

Conclusie: Stroomt door een kring, waarvan de coëfficient van zelf inductie L henry is, een stroom van i Ampère, dan heeft het magnetische veld van deze stroomkring de energie:

$$\tfrac{1}{2} L i^2 \text{ Joule.}$$

2) Bij het vergroten van de hoofdstroom moet een sterker magnetisch veld worden opgebouwd: er moet dus eerst zoveel electrische energie omgezet worden in magnetische energie, dat de energie-inhoud van het magnetische veld van de kring, past bij de nieuwe waarde van de hoofdstroom $\rightarrow$ dit kost tijd $\rightarrow$ traagheidsverschijnsel.

Bij het verkleinen van de hoofdstroom wordt magnetische energie van het veld terug omgezet in electrische energie van de stroom $\rightarrow$ het magnetisch veld wordt gedeeltelijk afgebroken $\rightarrow$ kost tijd $\rightarrow$ traagheidsverschijnsel.

3) Opmerking: Dit is de eerste keer, dat we te doen hebben met het geval, dat electrische energie uit een kring verdwijnt en over gaat in een energievorm buiten de kring.
We zullen zien, dat dit altijd gebeurt
VIA EEN EMK DIE DE BRON TEGENWERKT.

Par. 8) Het voorkomen van zelfinductie.

Het is duidelijk dat het traagheidsverschijnsel t.g.v. de zelfinductie zeer hinderlijk kan zijn b.v. bij de weerstandsmeting met behulp van de brug van Wheatstone.

Men voorkomt de zelfinductie in een weerstand door de weerstandsdraad dubbel te slaan.

De weerstandsspoelen in een weerstandsbank zijn vaak inductie vrij of bifilair gewikkeld.

Een weerstand zonder zelfinductie wordt in een stroomschema aangegeven door:

Par. 9) <u>Nuttige toepassingen van de zelfinductie.</u>

1) Trillingsketens
2) Transformator.
3) Smoorspoel

} zie later.

Par. 10) De coëfficient van zelfinductie van een geleider (b.v. een spoel) wordt gemeten met behulp van een brug van Wheatstone voor <u>wisselstromen.</u>
