the general science journal

GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE

Antoine Acke

Abstract

Update of the English abstract of the paper "GRAVITIE EN ELEKTROMAGNETISME" published sep 26, 2009 in "The general science journal".

With the *theory of informatons*[*] we present a new theory that explains, in a simple way, the phenomena and the laws of the gravitational and the electromagnetic interactions.

We introduce the term *information* in physics by narrowing his everyday meaning to a physical concept. We give that term a specific sense by defining it mathematically.

The theory of informatons starts from the idea that a physical object manifests itself in space by emitting *informatons*. Infomatons are dot-shaped entities which rush away with the speed of light carrying information about the position, the velocity and the electrical charge of the emitter. The rules for the emission of informatons by a point mass at rest, and the attributes of the informatons are defined by the *postulate of the emission of informatons.*

In the paragraphs *I, ...,IV* of this paper we study the consequences of the postulate of the emission of informatons for *the gravitational* and in the paragraph *V for the electromagnetic interactions*. We give a new meaning to the physical entity "*field*" and to the physical quantities that characterize a field (*field, induction*). We also deduce the laws to which these quantities are subjected (*laws of Maxwell*) and the rules that manage *the mutual forces*. We show that there is a great analogy between a gravitational and an electromagnetic field, what implies that the gravitational field has a component that is analogous to the magnetic field.

We hope to convince the reader of the usefulness of the theory of informatons in the study of the phenomena and laws on which it focuses.

The English version of this paper is published nov 5, 2009 in "The general science journal" (http://wbabin.net/astro/acke.pdf2)

[*] GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE
Auteur: Antoine Acke - ant.acke@skynet.be - www.antoineacke.net
Uitgave 2008
Uitgeverij: Nevelland, Industrielaan 21, 9031-Drongen
D/2008/3988/1

VOORWOORD

Het is onze bedoeling een kader te scheppen voor de *verklaring van de gravitationele en van de elektromagnetische wisselwerkingen.*

Daartoe breiden wij het begrippenarsenaal van de fysica uit door het *concept “informatie” te verwetenschappelijken*.

Wij poneren dat elk materieel lichaam zich in de omringende ruimte manifesteert doordat het “informatonen” emitteert.

Informatonen zijn stipvormige massa- en energieloze entiteiten die met de snelheid van het licht wegsnellen van de emittor en die informatie meevoeren betreffende zijn positie, zijn bewegingstoestand en zijn elektrische lading.

Ingevolge de emissie van informatonen omringt elk lichaam zich met een uitdijende wolk van informatie-dragers, die de bouwstenen zijn van zijn gravitationeel en - indien het lichaam elektrisch geladen is - van zijn elektromagnetisch veld.

De velden die aan een bepaald lichaam gekoppeld zijn vertonen karakteristieke symmetrieën die bepaald worden door de aard en door de bewegingstoestand van dat lichaam.

Die symmetrieën worden verstoord wanneer informatiestromen die afkomstig zijn van andere bronnen in de directe omgeving passeren, dus wanneer het lichaam blootstaat aan de invloed van velden opgewekt door andere lichamen. Wij leggen uit dat het streven van een lichaam om blind te worden voor deze symmetrieverstoringen de gravitationele en de elektromagnetische wisselwerkingen verklaart.

Wij tonen ook aan dat de wetten die gelden voor het gravitationeel veld analoog zijn aan die welke het elektromagnetisch veld in de lege ruimte beheersen.

Dit impliceert dat er een mechanisch analogon - het “g-inductie-veld” - bestaat voor het magnetisch veld. In dagdagelijkse omstandigheden wordt dit fenomeen echter versluierd doordat zijn uitwerking veel kleiner is dan die van de gravitatie. Dit neemt niet weg dat de g-inductie die opgewerkt wordt door de eigenbeweging van de zon de oorzaak kan zijn van bepaalde minuscule afwijkingen tussen de banen die de planeten feitelijk volgen en de banen die voorspeld worden door de klassieke fysica.

Hierna behandelen wij achtereenvolgens:

1. Het gravitatieveld van een massa in rust.
2. De wisselwerking tussen massa’s in rust.
3. Het gravitationeel veld van bewegende massa’s.
4. De wisselwerking tussen bewegende massa’s.
5. Elektromagnetisme.

Wij geven een nieuwe betekenis aan de fysische entiteit “veld” en aan de fysische grootheden “veldsterkte” en “inductie”. Wij leiden de wetten af waaraan die grootheden gehoorzamen (wetten van Maxwell), evenals de regels die de krachtwerking beheersen tussen massa’s en tussen ladingen (wet van Newton, wet van Coulomb, Lorentz-kracht).

Voor meer bijzonderheden, onder andere voor de mathematische uitwerkingen, verwijzen wij naar GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE•.

In hoofdstuk V van die verhandeling gebruiken wij de informatonentheorie ook voor de studie van elektromagnetische golven. Dit brengt ons bij de opvatting dat “fotonen” niets anders zijn dan energiepakketten die door informatonen meegevoerd worden door de ruimte. De uitwerking van dit idee wordt het onderwerp van een volgend artikel, waarbij ook de consequenties aan bod komen van de analogie gravitatie-elektromagnetisme voor het bestaan en voor de aard van gravitationele golven en gravitonen.

September 2009 *Antoine Acke*

• GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE
Auteur: Antoine Acke - ant.acke@skynet.be
Uitgave 2008
Uitgeverij: Nevelland, Industrielaan 21, 9031-Drongen
D/2008/3988/1

I. HET GRAVITATIEVELD VAN EEN MASSA IN RUST

1. Het postulaat van de informatonenemissie*

De analogie tussen de gravitatiewet van Newton en de wet van Coulomb doet vermoeden dat de mechanismen achter de WISSELWERKINGEN tussen massa's en die tussen elektrische ladingen van dezelfde aard zijn.

Met het doel die mechanismen te begrijpen en te beschrijven vullen wij het begrippenarsenaal van de fysica aan met het concept INFORMATIE. Wij poneren dat informatie getransporteerd wordt door massa- en energieloze stipvormige entiteiten die met de snelheid van het licht (*c*) door de ruimte snellen en die wij INFORMATONEN noemen.

Ieder materieel object emitteert ononderbroken informatonen. Een informaton is steeds drager van g-INFORMATIE, deze ligt aan de basis van de gravitatiewerking. Informatonen die door een elektrisch geladen object geëmitteerd zijn transporteren - naast g-informatie - ook e-INFORMATIE, de oorzaak van de elektrische wisselwerking.

De informatonenemissie door een puntmassa (*m*) die verankerd is in een inertiaalstelsel wordt beheerst door het POSTULAAT VAN DE INFORMATONENEMISSIE.

A. De EMISSIE gehoorzaamt aan de volgende regels:

1. *De emissie gebeurt gelijkmatig in alle richtingen van de ruimte en de informatonen divergeren met de snelheid van het licht volgens radiale banen ten opzichte van de plaats van de emittor.*

2. $\dot{N}$ *, het tempo waaraan een puntmassa informatonen emitteert is tijdsonafhankelijk en evenredig met haar massa m. Er bestaat dus een constante K zodat*

$$\dot{N} = K.m$$

3. *De constante K is gelijk aan de verhouding van het kwadraat van de lichtsnelheid (c^2) tot de constante van Planck (h):*

$$K = \frac{c^2}{h} = 1{,}36.10^{50}\,kg^{-1}.s^{-1}$$

B. Het essentiële attribuut van de geëmitteerde informatonen noemen wij hun g-SPINVECTOR. g-spinvectoren worden voorgesteld door $\vec{s}_g$ en bepaald door:

1. *De g-spinvectoren zijn radiaal gericht ten opzichte van de plaats van de emittor.*

2. *Alle g-spinvectoren zijn even groot, nl.*

$$s_g = \frac{1}{K.\eta_0} = 6{,}18.10^{-60}\,m^3.s^{-1}$$

---

* Wij vertrekken van het *fenomeen* dat de plaatsgebonden fysische grootheden "massa" en "lading" zich in hun wijde omgeving in de ruimte-tijd manifesteren; en wij *poneren* dat ze dit doen door - volgens welbepaalde regels - informatie te emitteren. Wij zouden ook de informatie als primaire fysische grootheid kunnen beschouwen en de regels die haar verspreiding in de ruimte-tijd beheersen kunnen gebruiken om de vermelde grootheden te *definiëren*.

($\eta_0 = \dfrac{1}{4.\pi.G} = 1{,}19.10^9\, kg.s^2.m^{-3}$ waarin *G* de universele gravitatieconstante is)

s_g, de grootte van de g-spinvector, is de *elementaire g-informatiehoeveelheid.*

C. Informatonen die door een elektrisch geladen puntmassa (een “puntlading *q*”) geëmitteerd zijn, hebben een tweede attribuut, nl. de e-SPINVECTOR. e-spinvectoren worden voorgesteld door $\vec{s}_e$ en bepaald door:

1. *De e-spinvectoren zijn radiaal gericht ten opzichte van de plaats van de emittor. Ze zijn centrifugaal als die positief geladen is (q = +Q) en centripetaal als de emittor drager is van negatieve lading (q = -Q).*

2. s_e*, de grootte van de e-spinvectoren, hangt af van Q/m, de lading per massa-eenheid van de emittor. Ze wordt bepaald door:*

$$s_e = \frac{1}{K.\varepsilon_0}.\frac{Q}{m} = 8{,}32.10^{-40}.\frac{Q}{m}\, N.m^2.s.C^{-1}$$

($\varepsilon_0 = 8{,}85.10^{-12}\, F/m$ is de permitiviteitsconstante)

2. Het gravitatieveld van een puntmassa

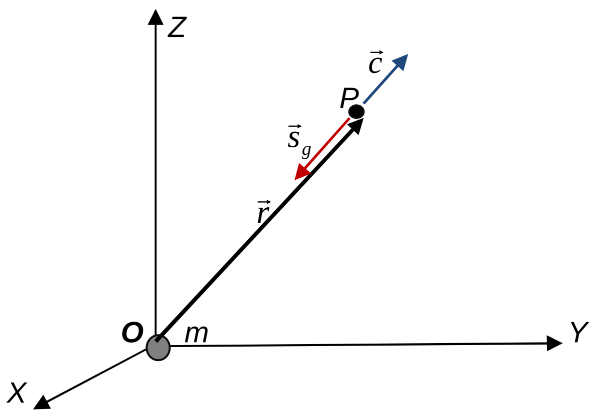

Fig 1

In fig . 1 beschouwen wij een (elektrisch neutrale) puntmassa *m* die in de oorsprong van een inertiaalstelsel verankerd is. Ze stuurt ononderbroken informatonen in alle richtingen van de ruimte.

De informatonen die door het vast punt *P* - bepaald door de plaatsvector $\vec{r}$ - passeren, hebben twee attributen: hun *vectoriële snelheid* $\vec{c}$ en hun *g-spinvector* $\vec{s}_g$:

$$\vec{c} = c.\frac{\vec{r}}{r} = c.\vec{e}_r \qquad \text{en} \qquad \vec{s}_g = -\frac{1}{K.\eta_0}.\frac{\vec{r}}{r} = -\frac{1}{K.\eta_0}.\vec{e}_r$$

Het tempo waaraan de puntmassa g-informatie emitteert is het product van het informatonenemissie-tempo en de elementaire g-informatiehoeveelheid. Dus:

$$\dot{N}.s_g = \frac{m}{\eta_0}$$

Dit is natuurlijk ook het tempo waaraan ze g-informatie stuurt door elk gesloten oppervlak dat *m* omspant.

De informatonenemissie vult de ruimte rondom *m* met een wolk van g-informatie. Deze wolk heeft de vorm van een bol waarvan het oppervlak met de snelheid van het licht wegsnelt van de oorsprong *O*, de plaats waar de puntmassa verankerd is.

- Binnen die wolk heerst een *stationaire toestand*: elk gebied bevat een onveranderlijk aantal informatonen en dus een onveranderlijke hoeveelheid g-informatie. Bovendien is de oriëntatie van de g-spinvectoren der informatonen die door een bepaald punt passeren steeds dezelfde.

- Men kan de wolk met een *continuüm* vereenzelvigen: elk gebied bevat een buitengewoon groot aantal informatonen: de g-informatie is als het ware continu uitgesmeerd over de uitgestrektheid van het gebied.

Wij noemen de wolk het GRAVITATIEVELD* of het g-VELD van de puntmassa *m*.

Door elk, zelfs zeer klein, oppervlak binnen het gravitatieveld passeren zonder onderbreking "ontelbaar" veel informatonen: wij kunnen de beweging van g-informatie door een oppervlak beschouwen als een continue g-INFORMATIESTROOM.

Wij weten reeds dat het tempo waaraan de g-informatie door een gesloten oppervlak rond *O* stroomt - dit is de intensiteit van de g-informatiestroom door dat oppervlak - bepaald is door:

$$\dot{N}.s_g = \frac{m}{\eta_0}$$

Als het gaat om een boloppervlak met straal *r*, dan is de intensiteit van die stroom per oppervlakte-eenheid:

$$\frac{m}{4.\pi.r^2.\eta_0}$$

Dit is de *dichtheid* van de g-informatiestroom in elk punt *P* dat op een afstand *r* van *m* ligt (fig 1). Deze grootheid is - samen met de oriëntatie van de g-spinvectoren van de informatonen die in de directe omgeving van *P* passeren - karakteristiek voor het gravitatieveld in dat punt.

* Tussen de tijd *T* die verlopen is sinds het ontstaan van een puntmassa (dit is de tijd die verstreken is sinds het ontstaan van het heelal) en de straal *R* van haar gravitatieveld bestaat de relatie *R = c.T.* Wanneer men aanneemt dat het heelal sinds zijn ontstaan (dit is $1{,}8.10^{10}$ jaren geleden) gelijkmatig zwelt, dan is de snelheid waarmee een punt zich verwijdert dat op een afstand *r* van de massa ligt, bepaald door: $v = \frac{r}{R}.c = \frac{1}{T}.r = H_0.r$. $H_0 = \frac{1}{T} = 1{,}7.10^4 \frac{m/s}{millioenlichtjaren}$ is de zgn. constante van Hubble.

Het gravitatieveld van de puntmassa *m* wordt in *P* dan ook volledig gekarakteriseerd door de vector $\vec{E}_g$, gedefinieerd door:

$$\boxed{\vec{E}_g = \frac{\dot{N}}{4.\pi.r^2}.\vec{s}_g = -\frac{m}{4.\pi.\eta_0.r^2}.\vec{e}_r = -\frac{m}{4.\pi.\eta_0.r^3}.\vec{r}}$$

Men noemt deze vectoriële grootheid de g-VELDSTERKTE. In een willekeurig punt van het gravitatieveld van een puntmassa *m* correspondeert de richting en de zin van $\vec{E}_g$ met de oriëntatie van de g-spinvectoren der informatonen die in de directe omgeving van dat punt passeren en de grootte van $\vec{E}_g$ is de *g-informatiestroomdichtheid* in dat punt. Merken wij nog op dat $\vec{E}_g$ tegengesteld is aan de bewegingszin van de informatonen.

Laten wij in het punt *P* een oppervlakte-element *dS* beschouwen (fig. 2,a). De oriëntatie en de grootte daarvan zijn volledige bepaald door de oppervlaktevector $\overrightarrow{dS}$ (fig. 2,b).

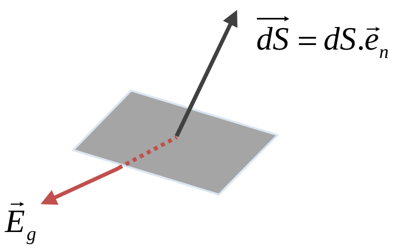

Fig. 2,a

=

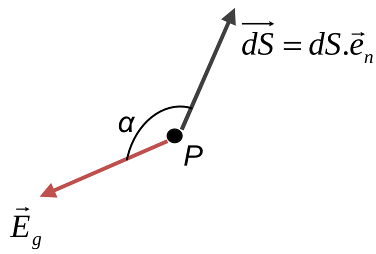

Fig. 2,b

Wij stellen het tempo waaraan g-informatie door *dS* vloeit in de zin van de positieve normaal voor door $d\Phi_g$ en wij noemen die scalaire grootheid de elementaire g-FLUX DOOR *dS*. Ze is bepaald door:

$$d\Phi_g = -\vec{E}_g.\overrightarrow{dS} = -E_g.dS.\cos\alpha$$

Als wij een willekeurig gesloten oppervlak beschouwen dat de puntmassa *m* omsluit dan moet de naar buiten gerichte g- flux Φ_g (die men bekomt door de integratie van de elementaire bijdragen $d\Phi_g$ over het gesloten oppervlak) gelijk zijn aan het tempo waaraan de massa g-informatie emitteert. Het tempo waaraan de g-informatie door het gesloten oppervlak naar buiten vloeit moet immers gelijk zijn aan het tempo waaraan ze door *m* gegenereerd wordt. Dus:

$$\Phi_g = -\oint\!\!\oint \vec{E}_g.\overrightarrow{dS} = \frac{m}{\eta_0}$$

3. Het gravitatieveld van een stelsel puntmassa's

Wij beschouwen een stelsel puntmassa's $m_1,\ldots,m_i,\ldots m_n$ die verankerd zijn in een inertiaalstelsel. In een willekeurig punt *P* zijn de g-informatiestromen die door de verschillende massa's geëmitteerd worden bepaald door de veldsterkten $\vec{E}_{g1},\ldots,\vec{E}_{gi},\ldots,\vec{E}_{gn}$.

$d\Phi_g$, het tempo waaraan de g-informatie in dat punt in de zin van de positieve normaal door een oppervlakte-element *dS* stroomt is de som van de bijdragen geleverd door de verschillende massa's:

$$d\Phi_g = \sum_{i=1}^{n} -(\vec{E}_{gi}.\overrightarrow{dS}) = -(\sum_{i=1}^{n} \vec{E}_{gi}).\overrightarrow{dS} = -\vec{E}_g.\overrightarrow{dS}$$

De EFFECTIEVE DICHTHEID van de g-informatiestroom in *P* wordt dus volledig bepaald door:

$$\boxed{\vec{E}_g = \sum_{i=1}^{n} \vec{E}_{gi}}$$

Wij besluiten: *Het g-veld van een stelsel verankerde puntmassa's wordt in elk punt van de ruimte volledig bepaald door de vectoriële som van de veldsterkten die de afzonderlijke massa's er verwekken*. Hierbij merken wij op de oriëntatie van de effectieve veldsterkte $\vec{E}_g$ niet meer in verband staat met de bewegingsrichting van de voorbijtrekkende informatonen.

Men toont gemakkelijk aan dat de naar buiten gerichte g-flux door een gesloten oppervlak in het veld van een stelsel verankerde puntmassa's enkel afhangt van de ingesloten massa's m_{in}:

$$\Phi_g = -\oint\!\!\oint \vec{E}_g.\overrightarrow{dS} = \frac{m_{in}}{\eta_0}$$

4.Het gravitatieveld van een onvervormbaar massacontinuüm

Een object waarin de materie, op een tijdsonafhankelijke wijze, continu verspreid is over het ingeruimd gebied is een "onvervormbaar massacontinuüm". In ieder punt *Q* van een dergelijk object wordt de samenstelling bepaald door de (MASSA-)DICHTHEID ρ_G. Om deze scalaire grootheid te definiëren beschouwt men rond *Q* een volume-element *dV* en men bepaalt de ingesloten massa *dm*. De mate van massa-ophoping in de directe omgeving van *Q* wordt dan bepaald door:

$$\rho_G = \frac{dm}{dV}$$

Men kan een onvervormbaar massacontinuüm - dat verankerd is in een inertiaalstelsel - beschouwen als een verzameling bestaande uit oneindig veel infinitesimale puntmassa's *dm.* Elk massa-element levert een bijdrage $d\vec{E}_g$ tot de veldsterkte in een willekeurig punt *P.*

$\vec{E}_g$ - de effectieve veldsterkte in *P* - wordt bepaald door deze bijdragen te integreren over het volume van het massa-continuüm.

Hier geldt natuurlijk ook dat de naar buiten gerichte g-flux door een gesloten oppervlak enkel afhankelijk is van de massa die door het oppervlak wordt ingesloten. Men bewijst dat dit leidt tot de volgende uitspraak, de EERSTE HOOFDSTELLING van het gravitatieveld:

Tussen ρ_G, *de massadichtheid in een punt van een gravitatieveld, en de wijze waarop de g-veldsterkte in dat punt verandert bestaat de relatie*:

$$div\vec{E}_g = -\frac{\rho_G}{\eta_0}$$

Voor een gravitatieveld geldt nog een TWEEDE HOOFDSTELLING:

De wijze waarop de g-veldsterkte in een punt van een gravitatieveld verandert voldoet aan de voorwaarde:

$$rot\vec{E}_g = 0$$

wat impliceert dat men de g-veldsterkte uit een potentiaalfunctie kan afleiden:

$$\vec{E}_g = -gradV_g$$

***** ***** ***** ***** ***** ***** *****

II. DE WISSELWERKING TUSSEN MASSA'S IN RUST

Wij beschouwen een aantal puntmassa's die verankerd zijn in een inertiaalstelsel. Ze creëren en onderhouden een gravitatieveld dat - volgens I.3 - in elk punt van de ruimte volledig bepaald is door de vector $\vec{E}_g$. Elke massa is "ondergedompeld " in een wolk van g-informatie. In elk punt, met uitzondering van haar eigen verankeringpunt, draagt iedere massa bij tot de opbouw van die wolk.

Laten wij de massa *m* beschouwen die verankerd is in het punt *P*. Als de andere massa's er niet zouden zijn, dan zou *m* in het centrum staan van een perfect bolsymmetrische wolk van g-informatie. Dit is echter niet het geval: de emissie van g-informatie door de andere massa's is verantwoordelijk voor een verstoring van de vermelde symmetrie: de mate waarin dit in de directe omgeving van *m* gebeurt wordt bepaald door de waarde van $\vec{E}_g$ in *P*.

Zou ze vrij kunnen bewegen dan zou het voor de puntmassa *m* mogelijk zijn om de bolsymmetrie van de g-informatiewolk in haar directe omgeving te herstellen: het volstaat dat ze versnelt met een bedrag $\vec{a} = \vec{E}_g$. Op die wijze versnellen heeft immers tot gevolg dat het uitwendig veld verdwijnt in de oorsprong van het "eigen-referentiestelsel"* van *m*. In die situatie is de puntmassa "blind" voor de g-informatie die door de andere massa's langs *P* gestuurd wordt: in haar directe omgeving "ziet" ze enkel nog haar eigen bolsymmetrische g-informatiewolk .

Deze inzichten liggen aan de basis van het volgende postulaat.

1. Het postulaat van de gravitatiewerking

Een vrije puntmassa m verwerft in een punt van een gravitatieveld een versnelling $\vec{a} = \vec{E}_g$ *zodat de g-informatiewolk in haar directe omgeving binnen het eigen referentiestelsel bolsymmetrie vertoont ten opzichte van haar plaats.*

Een puntmassa die in het gravitatieveld verankerd is kan niet versnellen. Ze is in dat geval GENEIGD om zich te verplaatsen.

Wij kunnen dus stellen dat:

Een puntmassa die verankerd is in een punt van een gravitatieveld is onderhevig aan een tendens om zich te verplaatsen in de richting en de zin van $\vec{E}_g$, *de veldsterkte in dat punt. Van zodra men de verankering verbreekt krijgt de massa een* VECTORIELE VERSNELLING $\vec{a}$ *die gelijk is aan* $\vec{E}_g$.

$$\vec{a} = \vec{E}_g$$

---

* Het eigen-referentiestelsel van de massa *m* is het referentiestelsel dat eraan verankerd is: *m* bevindt zich in de oorsprong van haar eigen-referentiestelsel.

2. Het begrip kracht - de gravitatiekracht

Een puntmassa *m* die verankerd is in een gravitatieveld ondervindt een actie vanwege dat veld, actie die door de verankering gecompenseerd wordt.

- Deze actie is des te groter naarmate het gravitatieveld de bolsymmetrie rond *m* meer verstoort, dus naarmate de lokale waarde van $\vec{E}_g$ groter is.

- Ze is ook afhankelijk van de waarde van *m*. Inderdaad. De g-informatiewolk die door de massa in haar directe omgeving in stand gehouden wordt is des te dichter naarmate *m* groter is. Dit impliceert dat het verstorend effect door het veld $\vec{E}_g$ op de bolsymmetrie kleiner is naarmate *m* groter is. Of: dat de massa meer weerstand biedt aan de tendens om te versnellen naarmate *m* groter is. Om de versnelling $\vec{a} = \vec{E}_g$ op te dringen aan *m* moet het gravitatieveld dus een actie ontwikkelen die des te groter is naarmate *m* groter is.

Wij besluiten: *De actie die aan de puntmassa m een versnelling probeert op te dringen is zowel afhankelijk van* $\vec{E}_g$ *- het veld waaraan de massa is blootgesteld - als van m - de grootte van de massa.*

Wij stellen deze actie voor door $\vec{F}_g$ en wij noemen deze vectoriele grootheid “de kracht die het g-veld op *m* uitoefent” of de GRAVITATIEKRACHT op *m.* Wij definiëren ze door de betrekking:

$$\boxed{\vec{F}_g = m.\vec{E}_g}$$

Opdat de gravitatiekracht op *m* de massa effectief zou kunnen versnellen moet deze vrij zijn: ze mag niet verankerd zijn. Is dit wel het geval dan is het de rol van de verankering om het effect van $\vec{E}_g$ op *m* op te heffen, om de vernietiging van de bolsymmetrie in de directe omgeving van *m* door $\vec{E}_g$ teniet te doet. Dus: om zelf een g-informatiestroming op te wekken waarvan de dichtheid in de omgeving van *m* precies gelijk en tegengesteld is aan de locale waarde van $\vec{E}_g$. Het kan niet anders dan dat de verankering een actie uitoefent op *m* die precies gelijk en tegengesteld is aan de gravitatiekracht. Men noemt die actie een REACTIEKRACHT.

De voorgaande beschouwing leidt tot het volgende inzicht: *Elk fenomeen dat de bolsymmetrie in de directe omgeving van een puntmassa verstoort, oefent een kracht uit op die massa.*

Tussen de gravitatiekracht op de massa *m* en de locale veldsterkte bestaat de relatie:

$$\vec{E}_g = \frac{\vec{F}_g}{m}$$

De versnelling die de gravitatiekracht opdringt aan de vrije puntmassa *m* is dus:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}_g}{m}$$

Aangezien de uitwerking van de gravitatiekracht in wezen niet verschilt van de uitwerking van elke andere kracht is de relatie tussen een kracht $\vec{F}$ en de versnelling $\vec{a}$ die ze opdringt aan een vrije massa:

$$\vec{F} = m.\vec{a}$$

3. De gravitatiewet van Newton

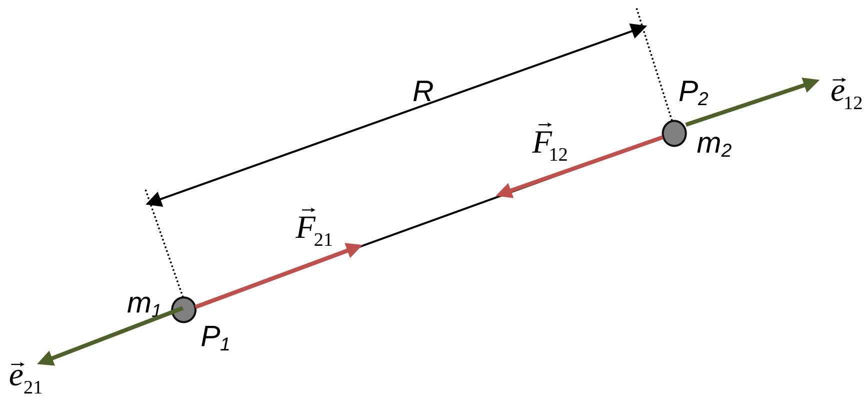

Fig. 3

In fig. 3 beschouwen wij twee puntmassa's m_1 en m_2 die verankerd zijn in de punten P_1 en P_2 van een inertiaalstelsel.

m_1 verwekt en onderhoudt een gravitatieveld dat in P_2 bepaald wordt door de veldsterkte:

$$\vec{E}_{g2} = -\frac{m_1}{4.\pi.\eta_0}.\vec{e}_{12}$$

Volgens het postulaat van de gravitatiewerking oefent dit veld een kracht uit op m_2:

$$\vec{F}_{12} = m_2.\vec{E}_{g2} = -\frac{m_1.m_2}{4.\pi.\eta_0}.\vec{e}_{12}$$

Op analoge wijze bepaalt men $\vec{F}_{21}$. Men vindt:

$$\boxed{\vec{F}_{21} = -\frac{m_1.m_2}{4.\pi.\eta_0}.\vec{e}_{21} = -\vec{F}_{12}}$$

Dit is de mathematische uitdrukking van de *gravitatiewet van Newton*.

***** ***** ***** ***** ***** ***** *****

III. HET GRAVITATIONEEL VELD VAN BEWEGENDE MASSA'S

1. De emissie van informatonen door een eenparig rechtlijnig bewegende puntmassa

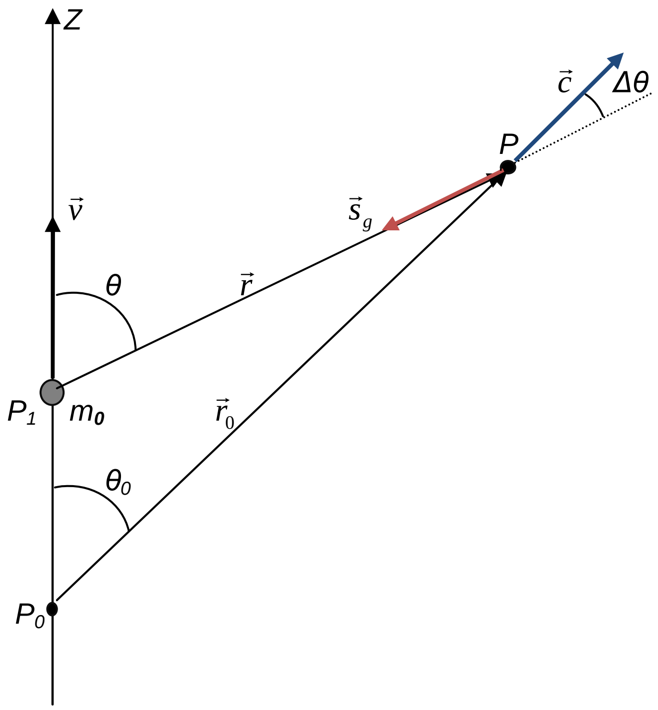

Fig. 4

In fig. 4 beschouwen wij de puntmassa m_0* die met constante vectoriele snelheid $\vec{v}$ langs de Z-as van een inertiaalstelsel beweegt. Op het tijdstip t passeert ze in het punt P_1.

De plaats van P, een willekeurig gekozen vast punt in de ruimte, wordt bepaald door de vector $\vec{r} = \overrightarrow{P_1P}$. De positie van P_1 verandert voortdurend zodat $\vec{r}$ - en dus ook r, de afstand tussen P_1 en P, en θ, de hoek tussen $\vec{r}$ en de bewegingsrichting van m_0 - tijdsafhankelijk zijn.

De informatonen die op het tijdstip t, met de snelheid van het licht in P voorbijsnellen, zijn geëmitteerd toen de puntmassa in P_0 passeerde. Ze hebben de afstand $P_0P = r_0$ overbrugd in de tijdspanne Δt:

$$\Delta t = \frac{r_0}{c}$$

Terwijl ze van P_0 naar P snelden heeft de massa zich verplaatst van P_0 naar P_1 over een afstand:

$$P_0P_1 = v.\Delta t$$

---

*Om redenen die verder duidelijk worden, gebruiken wij hier m_0 als notatie voor de massa die het tempo bepaalt waaraan de bewegende puntmassa informatonen emitteert in een inertiaalstel.

- Hun snelheidsvector $\vec{c}$ is georiënteerd volgens de baan die ze volgen, dus volgens de straal die P_0 verbindt met P.
- Hun g-spinvector $\vec{s}_g$ wijst naar P_1, de plaats waar m_0 zich op het tijdstip t bevindt. Dit volgt direct uit regel B.1 van het postulaat van de informatonenemissie.

De werklijnen van $\vec{s}_g$ en van $\vec{c}$ sluiten een hoek $\Delta\theta$ in. Wij noemen deze hoek, *die karakteristiek is voor de snelheid van de puntmassa*, de KARAKTERISTIEKE VERDRAAIING.

De grootheid $s_\beta = s_g.\sin(\Delta\theta)$ noemen wij de KARAKTERISTIEKE g-INFORMATIE of de β-INFORMATIE van een informaton.

Wij poneren dat een bewegende puntmassa informatie betreffende haar vectoriele snelheid meegeeft aan de informatonen die ze emitteert en dat die informatie bevat is in hun GRAVITATIONELE KARAKTERISTIEKE VECTOR of β-VECTOR:

$$\vec{s}_\beta = \frac{\vec{c} \times \vec{s}_g}{c}$$

- De karakteristieke vector staat loodrecht op het vlak dat gevormd wordt door de baan van het informaton en door de rechte die de spinvector draagt, dus loodrecht op het vlak gevormd door het punt P en de baan gevolgd door de puntmassa.

- Zijn oriëntatie ten opzichte van dat vlak wordt bepaald door de “regel van de kurkentrekker”. In het geval van fig. 4 wijzen de karakteristieke vectoren dus in de zin van de positieve X-as.

- De grootte van de karakteristieke vector is: $s_\beta = s_g.\sin(\Delta\theta)$, de β-informatie van het informaton

In de driehoek P_0P_1P geldt volgens de sinusregel:

$$\frac{\sin(\Delta\theta)}{v.\Delta t} = \frac{\sin\theta}{c.\Delta t}$$

Wij kunnen s_β dus ook als volgt uitdrukken:

$$s_\beta = s_g.\frac{v}{c}.\sin\theta = s_g.\beta.\sin\theta = s_g.\beta_\perp$$

$\beta_\perp$ is de componente van de dimensieloze snelheid $\vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c}$ volgens de loodlijn op $\vec{s}_g$.

Rekening houdend met de oriëntatie van de betrokken vectoren, wordt de karakteristieke vector van een informaton afkomstig van een eenparig rechtlijnig bewegende puntmassa, dus ook bepaald door:

$$\vec{s}_\beta = \frac{\vec{v} \times \vec{s}_g}{c}$$

2. De gravitationele inductie van een eenparig rechtlijnig bewegende puntmassa

Wij beschouwen opnieuw de situatie van fig. 4. Alle informatonen in *dV* - het volume-element in *P* - dragen op het tijdstip *t* naast g-informatie ook β-informatie . Deze houdt verband met de snelheid van de emitterende puntmassa en ze wordt gerepresenteerd door hun karakteristieke vector $\vec{s}_\beta$:

$$\vec{s}_\beta = \frac{\vec{c} \times \vec{s}_g}{c} = \frac{\vec{v} \times \vec{s}_g}{c}$$

Als *n*, op het tijdstip *t,* de dichtheid is van de informatonenwolk in *P* (aantal informatonen per volume-eenheid) dan is de β-informatie die op dat ogenblik door *dV* wordt ingesloten bepaald door de grootte van de vector:

$$n.\vec{s}_\beta.dV = n.\frac{\vec{c} \times \vec{s}_g}{c}.dV = n.\frac{\vec{v} \times \vec{s}_g}{c}.dV$$

En de dichtheid van de β-informatie (karakteristieke informatie per volume-eenheid) in *P* wordt bepaald door:

$$n.\vec{s}_\beta = n.\frac{\vec{c} \times \vec{s}_g}{c} = n.\frac{\vec{v} \times \vec{s}_g}{c}$$

Deze vectoriele grootheid - die wij voorstellen door $\vec{B}_g$ - noemen wij de GRAVITATIONELE INDUCTIE of de g-INDUCTIE in *P.*

- B_g, haar grootte, bepaalt de β-informatie-dichtheid in *P*.

- Haar oriëntatie bepaalt de oriëntatie van de gravitationele karakteristieke vectoren $\vec{s}_\beta$ in dat punt.

3. Het gravitationeel veld van een eenparig rechtlijnig bewegende puntmassa

Een puntmassa m_0 die zich met constante vectoriele snelheid $\vec{v} = v.\vec{e}_z$ langs de *Z*-as van een inertiaalstelsel verplaatst, creëert en onderhoudt een wolk van informatonen die zowel g- als β-informatie dragen. Ze vult de ruimte met een informatonenwolk die men met een tijdsafhankelijk continuüm kan vereenzelvigen. Dit continuüm noemen wij het GRAVITATIONEEL VELD van de puntmassa. Het wordt door twee tijdsafhankelijke vectoren gekarakteriseerd: de gravitationele veldsterkte (kortweg g-veldsterkte) $\vec{E}_g$ en de gravitationele inductie (kortweg g-inductie) $\vec{B}_g$.

- Als *N* de dichtheid voorstelt van de informatonenstroom in *P* (dit is het tempo-per-oppervlakte-eenheid waaraan de informatonen door een elementair oppervlak stromen dat in *P* loodrecht op hun bewegingsrichting staat) dan is de gravitationele veldsterkte in dat punt:

$$\vec{E}_g = N.\vec{s}_g$$

- Als n de dichtheid voorstelt van de informatonenwolk in P (dit is het aantal informatonen per volume-eenheid in P) dan is de gravitationele inductie in dat punt:

$$\vec{B}_g = n.\vec{s}_\beta$$

Tussen N en n bestaat de volgende relatie:

$$n = \frac{N}{c}$$

Deze betrekking volgt uit het inzicht dat het aantal informatonen dat gedurende *dt* door het oppervlakte-element *dS* - dat loodrecht op de informatonenbeweging staat - stroomt, gevat is in een volume-element met grondvlak *dS* en hoogte *c.dt.*

Wanneer v, de snelheid van de puntmassa m_0 veel kleiner is dan de lichtsnelheid c, dan is de afstand P_0P_1 verwaarloosbaar klein ten opzichte van de afstand $P_1P = r$. Men kan dan stellen dat:

$$N = \frac{\dot{N}}{4.\pi.r^2} = K.\frac{m}{4.\pi.r^2} \qquad \text{en} \qquad n = \frac{\dot{N}}{4.\pi.c.r^2} = K.\frac{m}{4.\pi.c.r^2}$$

Verder, volgens I.2 , is $\vec{s}_g$ dan bepaald door:

$$\vec{s}_g = -\frac{1}{K.\eta_0}.\frac{\vec{r}}{r} = -\frac{1}{K.\eta_0}.\vec{e}_r$$

Dus wanneer wij niet-relativistisch* redeneren bekomen wij voor de g-veldsterkte in het punt P van het gravitationeel veld van een eenparig rechtlijnig bewegende puntmassa m_0:

$$\boxed{\vec{E}_g = N.\vec{s}_g = -\frac{m_0}{4.\pi.\eta_0.r^3}.\vec{r}}$$

Wij werken vervolgens de formule uit die de gravitationele inductie in P bepaalt:

$$\vec{B}_g = n.\vec{s}_\beta = n.\frac{\vec{v}\times\vec{s}_g}{c} = \frac{\vec{v}\times(N.\vec{s}_g)}{c^2} = -\frac{1}{4.\pi.c^2.\eta_0}.\frac{m_0.(\vec{v}\times\vec{r})}{r^3}$$

En, wij voeren de constante ν_0 in door de definitie:

$$\nu_0 = \frac{1}{c^2.\eta_0}$$

* In hoofdstuk II van de verhandeling “GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE” vindt men de afleiding van de formules voor $\vec{E}_g$ en $\vec{B}_g$ in relativistische omstandigheden.

Tenslotte bekomen wij de volgende uitdrukking voor de g-inductie in het punt *P* van het gravitationeel veld van een eenparig rechtlijnig bewegende puntmassa m_0:

$$\boxed{\vec{B}_g = \frac{\nu_0.m_0}{4.\pi.r^3}.(\vec{r} \times \vec{v})}$$

4. Het gravitationeel veld van een stelsel eenparig rechtlijnig bewegende puntmassa's

Wij beschouwen een stelsel puntmassa's $m_1,\ldots,m_i,\ldots m_n$ die zich met constante vectoriele snelheden $\vec{v}_1,\ldots,\vec{v}_i,\ldots,\vec{v}_n$ verplaatsen in een inertiaalstelsel. Dit stelsel massa's creëert en onderhoudt een gravitationeel veld dat in ieder punt van de ruimte gekarakteriseerd wordt door de vectoren $\vec{E}_g$ en $\vec{B}_g$.

- Elke massa m_i emitteert ononderbroken g-informatie en levert daardoor - op elk tijdstip *t* - een bijdrage $\vec{E}_{gi}$ tot de g-veldsterkte in het willekeurig punt *P.* In uitbreiding van I.3 definiëren wij de effectieve g- veldsterkte in *P* door de betrekking:

$$\boxed{\vec{E}_g = \sum \vec{E}_{gi}}$$

- Zolang ze in beweging is emitteert elke massa m_i bovendien β-informatie, waardoor ze - op elk tijdstip *t* - ook een bijdrage $\vec{B}_{gi}$ levert tot de g-inductie in *P.* Wij definiëren de effectieve g-inductie in dat punt door de betrekking:

$$\boxed{\vec{B}_g = \sum \vec{B}_{gi}}$$

5. Het gravitationeel veld van een stationaire massastroom

Met de term "stationaire massastroom" duiden wij de beweging aan van een homogeen en onsamendrukbaar fluïdum dat op onveranderlijke wijze door een gebied van de ruimte stroomt.

In een willekeurig punt *P* wordt de intensiteit van de stroming gekarakteriseerd door de stroomdichtheid $\vec{J}_G$. De grootte van deze vector is gelijk aan het tempo-per-oppervlakte-eenheid waaraan massa door een oppervlakte-element vloeit dat in *P* loodrecht op de stroming staat. Zijn oriëntatie komt overeen met de richting en de zin van de beweging van het fluïdum. Als $\vec{v}$ de snelheid is van het massa-element $\rho_G.dV$ in *P*, dan geldt:

$$\vec{J}_G = \rho_G.\vec{v}$$

Het tempo waaraan massa in de zin van de positieve normaal door een oppervlakte-element $\overrightarrow{dS}$ in *P* stroomt, is bepaald door:

$$di_G = \vec{J}_G.\overrightarrow{dS}$$

Het tempo waaraan de stroming in de positieve zin (bepaald door de oriëntatie van de vectoren $\overrightarrow{dS}$) massa transporteert door een willekeurig oppervlak *ΔS* is:

$$i_G = \iint\limits_{\Delta S} \vec{J}_G.\overrightarrow{dS}$$

Wij noemen i_G de intensiteit van de massa-stroom door *ΔS*.

Aangezien een stationaire massastroom opgebouwd is uit bewegende massa-elementen $\rho_G.dV$ is hij de bron van een gravitationeel veld. En aangezien de snelheid $\vec{v}$ van het massa-element in een willekeurig punt tijdsonafhankelijk is zal dat gravitationeel veld onveranderlijk zijn.

- De tijdsonafhankelijk g-veldsterkte voldoet aan de twee grondstellingen van het gravitatieveld van een onvervormbaar massacontinuüm (I.4)

- De tijdsonafhankelijke g-inductie voldoet aan de twee hoofdstellingen van het tijdsonafhankelijk g-inductieveld.

EERSTE HOOFDSTELLING: *De wijze waarop de g-inductie in een punt van een tijdsonafhankelijk g-inductieveld verandert, voldoet aan de voorwaarde:*

$$div\vec{B}_g = 0$$

wat impliceert dat men de g-inductie uit een vectorpotentiaal $\vec{A}_g$ *kan afleiden:*

$$\vec{B}_g = rot\vec{A}_g$$

TWEEDE HOODSTELLING: *Tussen* $\vec{J}_G$*, de stroomdichtheid in een punt van een tijdsonafhankelijk inductieveld en de wijze waarop de g-inductie in dat punt verandert, bestaat de relatie:*

$$rot\vec{B}_g = -\nu_0.\vec{J}_G$$

De eerste hoofdstelling is de mathematische uitdrukking van het feit dat $\vec{s}_\beta$, de

karakteristieke g-vector van een informaton, altijd en overal loodrecht staat op het vlak gevormd door zijn g-spinvector $\vec{s}_g$ en zijn snelheidsvector $\vec{c}$.

6. De wetten van het gravitationeel veld

Wat voorafgaat laat inzien dat bewegende (inclusief rondtollende) massa's een gravitationeel veld creëren en onderhouden. Men kan dit veld in elk punt *P* van de ruimte karakteriseren door twee tijdsafhankelijke vectoriele grootheden: de (effectieve) g-veldsterkte $\vec{E}_g$ en de (effectieve) g-inductie $\vec{B}_g$.

De informatonen die op het tijdstip *t* in de onmiddellijke omgeving van *P* voorbijsnellen met vectoriële snelheid $\vec{c}$ dragen met een bedrag ($N.\vec{s}_g$) bij tot de ogenblikkelijke waarde van de g-veldsterkte, en met een bedrag ($n.\vec{s}_{\beta}$) tot de ogenblikkelijke waarde van de g-inductie in dat punt.

- $\vec{s}_g$ en $\vec{s}_{\beta}$ zijn respectievelijk hun g-spinvectoren en hun karakteristieke g-vectoren. Ze zijn met elkaar verbonden door de relatie:

$$\vec{s}_{\beta} = \frac{\vec{c} \times \vec{s}_g}{c}$$

- *N* is ogenblikkelijke waarde van de dichtheid van de beschouwde informatonenstroom in *P* en *n* is de ogenblikkelijke waarde van de dichtheid van de informatonenwolk in dat punt. Tussen *N* en *n* bestaat de relatie:

$$n = \frac{N}{c}$$

Men kan aantonen* dat **in een materievrij punt** van een gravitationeel veld de grootheden $\vec{E}_g$ en $\vec{B}_g$ aan de volgende wetten voldoen.

1. *In een materievrij punt P van een gravitationeel veld voldoet de ruimtelijke schommeling van de g-veldsterkte aan de volgende betrekking:*

$$div\vec{E}_g = 0$$

Deze wet drukt uit dat het tempo waaraan g-informatie binnenstroomt in een gesloten lege ruimte steeds gelijk is aan het tempo waaraan ze naar buiten stroomt.

2. *In een materievrij punt P van een gravitationeel veld voldoet de ruimtelijke schommeling van de g-inductie aan de volgende betrekking:*

$$div\vec{B}_g = 0$$

Deze wet drukt uit dat de karakteristieke g- vector van een informaton altijd en overal loodrecht staat op het vlak gevormd door zijn g-spinvector en zijn snelheidsvector.

3. *In een materievrij punt P van een gravitationeel veld is de ruimtelijke schommeling van de g-veldsterkte verbonden met het tempo waaraan de g-inductie er verandert door de betrekking:*

$$rot\vec{E}_g = -\frac{\partial \vec{B}_g}{\partial t}$$

Deze wet drukt uit dat elke verandering van de bijdrage ($n.\vec{s}_{\beta}$) tot de ogenblikkelijke waarde van de g-inductie in *P* samenhangt met een schommeling van de bijdrage ($N.\vec{s}_g$) tot de ogenblikkelijke waarde van de g-veldsterkte in dat punt.

---

* De gedetailleerde mathematische afleidingen vindt men in Hoofdstuk III van de verhandeling GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE.

4. *In een materievrij punt P van een gravitationeel veld is de ruimtelijke schommeling van de g-inductie verbonden met het tempo waaraan de g-veldsterkte er verandert door de betrekking:*

$$rot\vec{B}_g = \frac{1}{c^2}.\frac{\partial \vec{E}_g}{\partial t}$$

Deze wet drukt uit dat elke verandering van de bijdrage ($N.\vec{s}_g$) tot de ogenblikkelijke waarde van de g-veldsterkte in *P* samenhangt met een schommeling van de bijdrage ($n.\vec{s}_\beta$) tot de ogenblikkelijke waarde van de g-inductie in dat punt.

Een massa-element in een punt *P* binnen een massa-continuüm is in elk geval zelf een emittor van g-informatie en, als het in beweging is, bovendien een bron van β-informatie. De ogenblikkelijke waarde van ρ_G in *P* draagt, volgens I.4, met een bedrag $-\frac{\rho_G}{\eta_0}$ bij tot de ogenblikkelijke waarde van $div\vec{E}_g$ in dat punt. En de ogenblikkelijke waarde van $\vec{J}_G$ levert er, volgens III.5 , een bijdrage $-\nu_0.\vec{J}_G$ tot $rot\vec{B}_g$.

In een **willekeurig punt** van een gravitationeel veld worden de voorgaande wetten dan ook omgevormd tot:

1. $div\vec{E}_g = -\frac{\rho_G}{\eta_0}$
2. $div\vec{B}_g = 0$
3. $rot\vec{E}_g = -\frac{\partial \vec{B}_g}{\partial t}$
4. $rot\vec{B}_g = \frac{1}{c^2}.\frac{\partial \vec{E}_g}{\partial t} - \nu_0.\vec{J}_G$

Dit zijn de analogons van *de "wetten van Maxwell*" voor het gravitationeel veld.

***** ***** ***** ***** ***** ***** *****

IV. DE WISSELWERKING TUSSEN BEWEGENDE MASSA'S

Wij beschouwen een aantal puntmassa's die bewegen ten opzichte van een inertiaalstelsel ***O***. Ze creëren en onderhouden een gravitationeel veld dat in elk punt van de ruimte volledig bepaald is door de vectoren $\vec{E}_g$ en $\vec{B}_g$. Elke massa is "ondergedompeld " in een wolk van g-informatie en β-informatie. In elk punt, met uitzondering van haar eigen plaats, draagt iedere massa bij tot de opbouw van die wolk.

Laten wij de massa *m* beschouwen die op het tijdstip *t* met snelheid $\vec{v}$ door het punt *P* snelt.

- Als de andere massa's er niet zouden zijn, dan zou het g-veld in de directe omgeving van *m* (het "eigen g-veld" van *m*) de werklijn van $\vec{v}$ tot symmetrie-as hebben. De g-spinvectoren van de informatonen welke de beschouwde massa tussen de tijdstippen (*t - Δt*) en (*t + Δt*) uitzendt zijn immers allemaal naar die werklijn gericht.
  In werkelijkheid wordt de vermelde symmetrie echter verstoord door de g-informatie die de andere massa's naar *P* sturen. $\vec{E}_g$, de ogenblikkelijke waarde van de g-veldsterkte in *P*, karakteriseert de mate waarin dat gebeurt.

- Als de andere massa's er niet zouden zijn, dan zou het β-veld in de directe omgeving van *m* (het "eigen β-veld" van *m*) op elk ogenblik rond de werklijn van $\vec{v}$ "draaien" en de vectoren van het vectorveld dat gedefinieerd wordt door het vectoriëel product van $\vec{v}$ met de g-inductie die dat "eigen β-veld" karakteriseert zouden op elk ogenblik de werklijn van $\vec{v}$ tot symmetrie-as hebben.
  Deze symmetrie wordt echter verstoord door het feit dat de andere massa's β-informatie naar *P* sturen. Het vectoriëel product $(\vec{v}\times\vec{B}_g)$ van de ogenblikkelijke waarde van de snelheid van *m* met de ogenblikkelijke waarde van de g-inductie in *P*, karakteriseert de mate waarin dat gebeurt.

Indien ze vrij zou kunnen bewegen dan zou het voor de puntmassa *m* mogelijk zijn om in haar directe omgeving de symmetrie van het eigen-gravitationeel veld te herstellen: het volstaat dat ze ten opzichte van haar "eigen-inertiaalstelsel"* versnelt met een bedrag $\vec{a}'=\vec{E}_g+(\vec{v}\times\vec{B}_g)$. Op die wijze versnellen heeft immers tot gevolg dat de puntmassa "blind" wordt voor de symmetriebreking van het gravitationeel veld in haar directe omgeving.

Deze inzichten liggen aan de basis van het volgende postulaat.

1. Het postulaat van de gravitationele werking

Een puntmassa m die met snelheid $\vec{v}$ in een gravitationeel veld $(\vec{E}_g,\vec{B}_g)$ beweegt, streeft ernaar blind te worden voor de invloed van dat veld op de symmetrie van haar eigen-veld.

Als ze vrij kan bewegen zal ze ten opzichte van haar eigen-inertiaalstelsel versnellen met een bedrag $\vec{a}'$:

$$\vec{a}'=\vec{E}_g+(\vec{v}\times\vec{B}_g)$$

---

* Het "eigen-inertiaalstel" van *m* is het referentiestelsel dat op het beschouwde ogenblik ten opzichte van ***O*** met dezelfde snelheid beweegt als de puntmassa. De puntmassa staat dus stil in haar eigen-inertiaalstelsel.

2. De gravitationele kracht

De actie van het gravitationeel veld ($\vec{E}_g, \vec{B}_g$) op een bewegende puntmassa *m* (snelheid $\vec{v}$) noemen wij de GRAVITATIONELE KRACHT $\vec{F}_G$ op *m*. Op grond van gelijkaardige overwegingen als in II.2 definiëren wij ze door de uitdrukking:

$$\boxed{\vec{F}_G = m_0.\left[\vec{E}_g + (\vec{v} \times \vec{B}_g)\right]}$$

m_0 is de RUSTMASSA van de puntmassa: dit is haar massa in het eigen-inertiaalstelsel. De rustmassa bepaalt het tempo van de informatonenemissie.

Men toont aan* dat de gravitationele kracht de oorzaak is van de verandering van het lineair momentum $\vec{p}$ van de puntmassa wanneer deze vrij beweegt in het inertiaalstelsel ***O***: het tempo waaraan het lineair momentum verandert is precies gelijk aan de kracht.

$$\boxed{\vec{F}_G = \frac{d\vec{p}}{dt}}$$

Het lineair momentum van de bewegende puntmassa in ***O*** is gedefinieerd als:

$$\vec{p} = m.\vec{v} = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}.\vec{v}$$

In deze context is *m* haar "relativistische massa". Ze is verbonden met de rustmassa m_0 door de betrekking:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad \text{met} \qquad \beta = \frac{v}{c}$$

3. De krachtwerking tussen twee eenparig rechtlijnig bewegende puntmassa's

De puntmassa's met rustmassa's m_1 en m_2 (fig. 5) zijn verankerd in het inertiaalstelsel ***O'*** dat met constante vectoriële snelheid $\vec{v} = v.\vec{e}_z$ beweegt ten opzichte van het stelsel ***O***. De afstand tussen de massa is *R*.

In het stelsel ***O'*** zijn de massa's in rust. Ze zijn ondergedompeld in elkanders gravitatieveld en oefenen - volgens de gravitatiewet van Newton - op elkaar een even grote aantrekkingskracht uit:

$$F' = F'_{12} = F'_{21} = m_2.E'_{g2} = m_1.E'_{g1} = \frac{1}{4.\pi.\eta_0}.\frac{m_1.m_2}{R^2}$$

---

* De mathematische afleiding vindt men in hoofdstuk II,§6.2 van GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE

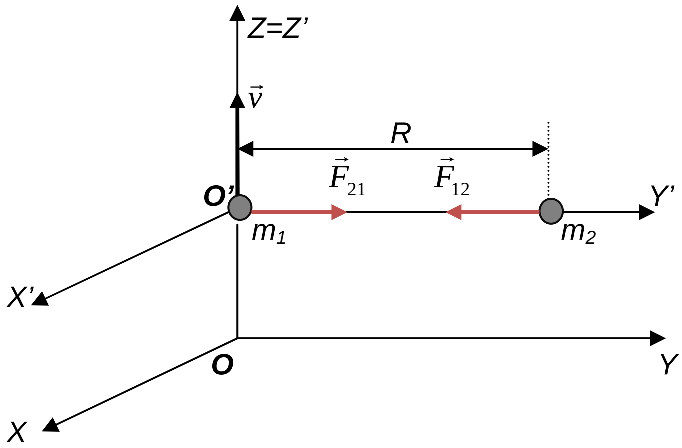

Fig. 5

In het stelsel ***O*** verplaatsen de massa's zich in de richting van de *Z*-as met snelheid *v*. Daar zijn ze ondergedompeld in elkanders gravitationeel veld en wordt de onderlinge aantrekkingsdracht bepaald door:

$$F = F_{12} = F_{21} = m_2.(E_{g2} - v.B_{g2}) = m_1.(E_{g1} - v.B_{g1})$$

In niet-relativistische omstandigheden geldt volgens III.3:

$$E_{g1} = \frac{m_2}{4.\pi.\eta_0.R^2} \quad \text{en} \quad E_{g2} = \frac{m_1}{4.\pi.\eta_0.R^2}$$

$$B_{g1} = \frac{m_2}{4.\pi.\eta_0.R^2}.\frac{v}{c^2} \quad \text{en} \quad B_{g2} = \frac{m_1}{4.\pi.\eta_0.R^2}.\frac{v}{c^2}$$

Substitutie levert:

$$F = F_{12} = F_{21} = \frac{m_1.m_2}{4.\pi.\eta_0.R^2}.(1-\frac{v^2}{c^2}) = F'.(1-\beta^2)$$

Met de relativistische formules* vindt men dat de correcte uitdrukking voor de wederzijdse aantrekkingskracht die de bewegende ladingen op elkaar uitoefenen gegeven is door:

$$F = F'\sqrt{1-\beta^2}$$

In elk geval is de verhouding tussen de krachtcomponente te wijten aan de g-inductie en die te wijten aan de g-veldsterkte gelijk aan β^2.
Dit impliceert dat, voor snelheden die veel kleiner zijn dan de snelheid van het licht, de effecten van de karakteristieke informatie versluierd worden.

***** ***** ***** ***** ***** ***** *****

* Zie GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE - Hoofdstuk II-§6.3

V. ELEKTROMAGNETISME

5.1. Het elektrisch veld van een puntlading in rust

Uit het postulaat van de informatonenemissie volgt direct dat een elektrisch geladen puntmassa die in rust is ten opzichte van een inertiaalstelsel, informatonen emitteert die niet alleen g- maar ook e-informatie transporteren.

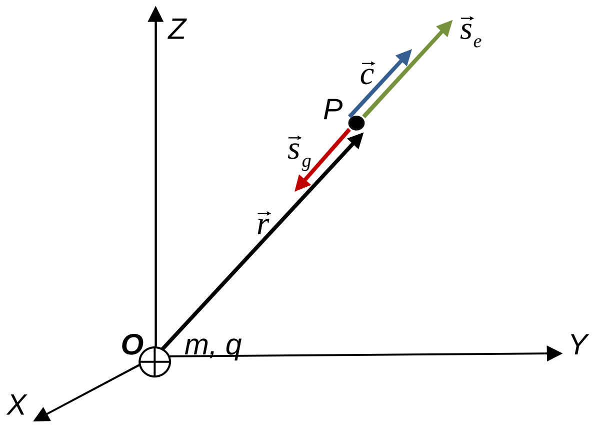

Fig. 6

In fig. 6 beschouwen wij het stoffelijk punt, met massa *m* en lading *q*, dat verankerd is in de oorsprong van een inertiaalstelsel.

De informatonen die door het vast punt *P* - bepaald door de plaatsvector $\vec{r}$ - passeren, hebben drie attributen: hun vectoriële snelheid $\vec{c}$, hun g-spinvector $\vec{s}_g$ en hun e-spinvector $\vec{s}_e$:

$$\vec{c} = c.\frac{\vec{r}}{r} = c.\vec{e}_r \qquad \vec{s}_g = -\frac{1}{K.\eta_0}.\frac{\vec{r}}{r} = -\frac{1}{K.\eta_0}.\vec{e}_r \qquad \vec{s}_e = \frac{q}{m}.\frac{1}{K.\varepsilon_0}.\frac{\vec{r}}{r} = \frac{q}{m}.\frac{1}{K.\varepsilon_0}.\vec{e}_r$$

Macroscopisch manifesteert de g-spin van de informatonen zich als het - onder I - beschreven gravitatieveld van de puntmassa.

Hun e-spin leidt tot een *analoog* verschijnsel: het ELEKTRISCH VELD of het e-VELD VAN DE PUNTLADING *q* dat gekarakteriseerd wordt door de ELEKTRISCHE VELDSTERKTE of de e-VELDSTERKTE $\vec{E}$.

Zoals men onder I.2 de g-veldsterkte koppelde aan de dichtheid van de g-informatiestroom, zo koppelt men de e-veldsterkte aan de e-informatiestroomdichtheid door de uitdrukking.

$$\vec{E} = \frac{\dot{N}}{4.\pi.r^2}.\vec{s}_e = \frac{q}{4.\pi.\varepsilon_0.r^2}.\vec{e}_r = \frac{q}{4.\pi.\varepsilon_0.r^3}.\vec{r}$$

De rol die de factor $(-\frac{m}{\eta_0})$ speelt bij de bepaling van de g-veldsterkte wordt overgenomen door de factor $(\frac{q}{\varepsilon_0})$ bij de bepaling van de e-veldsterkte.

Door een redenering analoog aan deze van I.3 tonen wij aan dat het elektrisch veld verwekt door een stelsel verankerde puntladingen de vectoriële superpositie is van de electrische velden der afzonderlijke puntmassa's. Wij breiden dit uit tot een ladingcontinuüm (vergelijk I.4) en karakteriseren in dat geval de ruimtelijke ladingsverdeling door in elk punt de elektrische ladingsophoping te bepalen door de elektrische ladingsdichtheid ρ_E:

$$\rho_E = \frac{dq}{dV}$$

Uit de analogie gravitatie-elektriciteit besluiten wij dat het elektrisch veld voldoet aan twee hoofdstellingen (vergelijk met I.4):

1. *Tussen* $\rho_{E,}$ *de ladingsdichtheid in een punt van een elektrisch veld, en de wijze waarop de e-veldsterkte in dat punt verandert, bestaat de relatie*:
$$div\vec{E} = \frac{\rho_E}{\varepsilon_0}$$
2. *De wijze waarop de elektrische veldsterkte in een punt van een elektrisch veld verandert voldoet aan de voorwaarde:*
$$rot\vec{E} = 0$$
wat impliceert dat men $\vec{E}$ *uit een potentiaalfunctie V kan afleiden:* $\vec{E} = -gradV$

2. De wisselwerking tussen ladingen in rust

Wij beschouwen een aantal puntladingen die verankerd zijn in een inertiaalstelsel. Ze creëren en onderhouden een elektrische veld dat in elk punt van de ruimte volledig bepaald is door de vector $\vec{E}$. Elke lading is "ondergedompeld " in een wolk van e-informatie. In elk punt, met uitzondering van haar eigen verankeringpunt, draagt iedere lading bij tot de opbouw van die wolk.

Laten wij de lading *q* beschouwen die verankerd is in het punt *P*. Als de andere ladingen er niet zouden zijn, dan zou *q* in het centrum staan van een perfect bolsymmetrische wolk van e-informatie. Dit is echter niet het geval: de emissie van e-informatie door de andere ladingen is verantwoordelijk voor een verstoring van de vermelde symmetrie: de mate waarin dit in de directe omgeving van *q* gebeurt wordt bepaald door de waarde van $\vec{E}$ in *P*.

Zou ze vrij kunnen bewegen dan zou het voor de puntlading *q* mogelijk zijn om de bolsymmetrie van de e-informatiewolk in haar directe omgeving te herstellen: het volstaat dat ze versnelt met een bedrag $\vec{a} = \frac{q}{m}.\vec{E}$. Op die wijze versnellen heeft immers tot gevolg dat het uitwendig veld verdwijnt in de oorsprong van het "eigen-referentiestelsel" van *q*. In die situatie is de puntmassa "blind" voor de e-informatie die door de andere massa's langs *P* gestuurd wordt: in haar directe omgeving "ziet" ze enkel nog haar eigen bolsymmetrische e-informatiewolk .

Deze inzichten liggen aan de basis van het volgend postulaat.

Een vrije puntlading q verwerft in een punt van een elektrisch veld een versnelling $\vec{a} = \frac{q}{m}.\vec{E}$ *zodat de e-informatiewolk in haar directe omgeving binnen het eigen referentiestelsel bolsymmetrie vertoont ten opzichte van haar plaats.*

Een puntlading die in het gravitatieveld verankerd is kan niet versnellen. Ze is in dat geval GENEIGD om zich te verplaatsen. Wij kunnen dus stellen dat:

Een puntlading die verankerd is in een punt van een elektrisch veld $\vec{E}$ *is onderhevig aan een tendens om zich te verplaatsen in de richting van* $\vec{E}$ *als ze positief is en in de tegenovergestelde richting als ze negatief is. Van zodra men de verankering verbreekt krijgt de lading een vectoriële versnelling* $\vec{a}$ *die bepaald wordt door:*

$$\vec{a} = \frac{q}{m}.\vec{E}$$

De actie die het elektrische veld uitoefent op *q* - en die, als *q* vrij kan bewegen, de oorzaak is van de versnelling - is de ELEKTRISCHE KRACHT $\vec{F}_E$ OP *q*. Uit de beschouwingen onder II.2 volgt dat:

$$\boxed{\vec{F}_E = q.\vec{E}}$$

In fig. 7 beschouwen wij twee verankerde puntladingen.

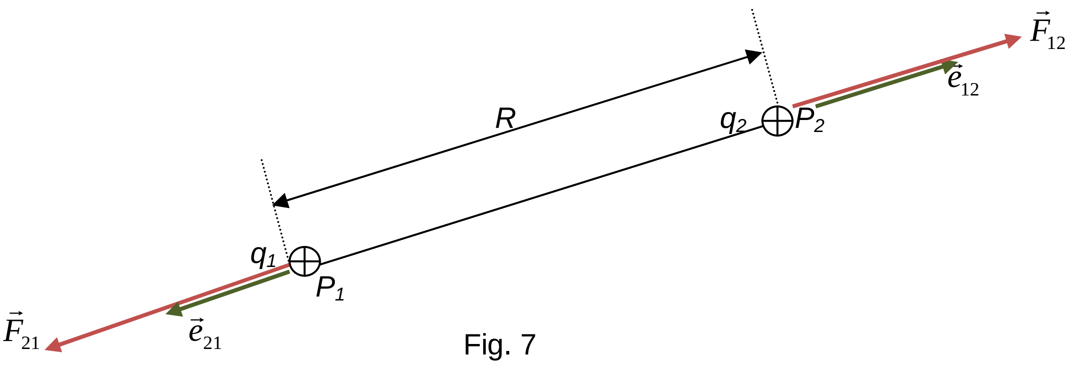

Fig. 7

Men toont gemakkelijk aan (cfr. II.3) dat de krachten die ze op elkaar uitoefenen (fig. 7) bepaald zijn door:

$$\vec{F}_{12} = \frac{q_1.q_2}{4.\pi.\varepsilon_0.R^2}.\vec{e}_{12} \qquad \text{en} \qquad \vec{F}_{21} = \frac{q_1.q_2}{4.\pi.\varepsilon_0.R^2}.\vec{e}_{21}$$

Dit is de mathematische formulering van de WET VAN COULOMB. De formele analogie met de gravitatiewet van Newton valt op. De wet van Coulomb geeft aan dat de elektrische wisselwerking zowel kan leiden tot afstoting (als de ladingen hetzelfde teken hebben) als tot aantrekking (als hun tekens tegengesteld zijn), daar waar de wet van Newton enkel aantrekking toelaat (de massa is steeds positief).

3. De invloed van de middenstof op het elektrisch veld

Wanneer diëlektrische middenstoffen zich in een elektrisch veld bevinden worden ze "GEPOLARISEERD". Hun moleculen gedragen zich als elektrische dipolen, dit zijn neutrale structuren opgebouwd uit twee even grote maar tegengestelde ladingen die op een kleine afstand van elkaar liggen en die gekarakteriseerd worden door hun dipoolmoment. Dipolen in een elektrisch veld gaan zich richten op dat veld.

De mate waarin het diëlektricum in een punt *P* gepolariseerd is, wordt gekarakteriseerd door de POLARISATIE $\vec{P}$. De polarisatie in een punt is afhankelijk van $\vec{E}$, de sterkte van het elektrische veld dat er heerst, en bepaald door:

$$\vec{P} = \kappa_E.\varepsilon_0.\vec{E}$$

κ_E is de diëlektrische susceptibiliteit van de middenstof in *P*.

Men toont aan* dat het elektrisch veld in een willekeurig punt van de ruimte gekarakteriseerd wordt door de vectoriële grootheid $\vec{D}$, die onafhankelijk is van de aard van de diëlektrische middenstof in dat punt. Deze grootheid noemt men de DIELEKTRISCHE INDUCTIE. Ze wordt bepaald door:

$$\vec{D} = \varepsilon_0.\vec{E} + \vec{P}$$

De eerste hoofdstelling van het elektrisch veld (V.1) wordt veralgemeend tot:

Tussen ρ_E, de ladingsdichtheid in een punt van een elektrisch veld, en de wijze waarop de diëlektrisch inductie in dat punt verandert bestaat de relatie:

$$div\vec{D} = \rho_E$$

De tweede hoofdstelling blijft onveranderlijk geldig.

Merken wij nog op dat het fenomeen van de beïnvloeding van het elektrisch veld door de middenstof geen analogon heeft bij de gravitatiewerking. Het gravitatieveld is onafhankelijk van de middenstof: massa-dipolen kunnen niet bestaan omdat er maar één soort massa voorkomt.

4. Het elektromagnetisch veld van een eenparig rechtlijnig bewegende puntlading

De informatonen geëmitteerd door de eenparig rechtlijnig bewegende puntlading *q* (fig. 8) transporteren - naast e-informatie - ook informatie die in verband staat met de snelheid $\vec{v}$ van de emittor.

Doordat deze zich verplaatst zijn de werklijnen van $\vec{s}_e$ en van $\vec{c}$ niet langer evenwijdig, maar sluiten ze een hoek $\Delta\theta$ in. Deze hoek is de onder III.1 ingevoerde KARAKTERISTIEKE VERDRAAIING. De werklijn van $\vec{s}_e$ valt immers samen met die van $\vec{s}_g$.

De grootheid $s_b = s_e.\sin(\Delta\theta)$, die - in deze context - representatief is voor de karakteristieke verdraaiïng, noemen wij de KARAKTERISTIEKE e-INFORMATIE of de MAGNETISCHE INFORMATIE of de b-INFORMATIE van een informaton.

---

* Zie GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE - Hoofdstuk IV-§4

Wij poneren dat een bewegende puntmassa informatie betreffende haar vectoriele snelheid meegeeft aan de informatonen die ze emitteert en dat die informatie bevat is in hun ELEKTRISCHE KARAKTERISTIEKE VECTOR of b-VECTOR $\vec{s}_b$:

$$\vec{s}_b = \frac{\vec{c} \times \vec{s}_e}{c}$$

De oriëntatie van $\vec{s}_b$ wordt bepaald door de regel van de kurkentrekker. Als *q > 0* (fig. 8) boort $\vec{s}_b$ in het vlak van de tekening; als *q < 0* dan komt hij er uit. De grootte van $\vec{s}_b$ is de b-informatie van het informaton.

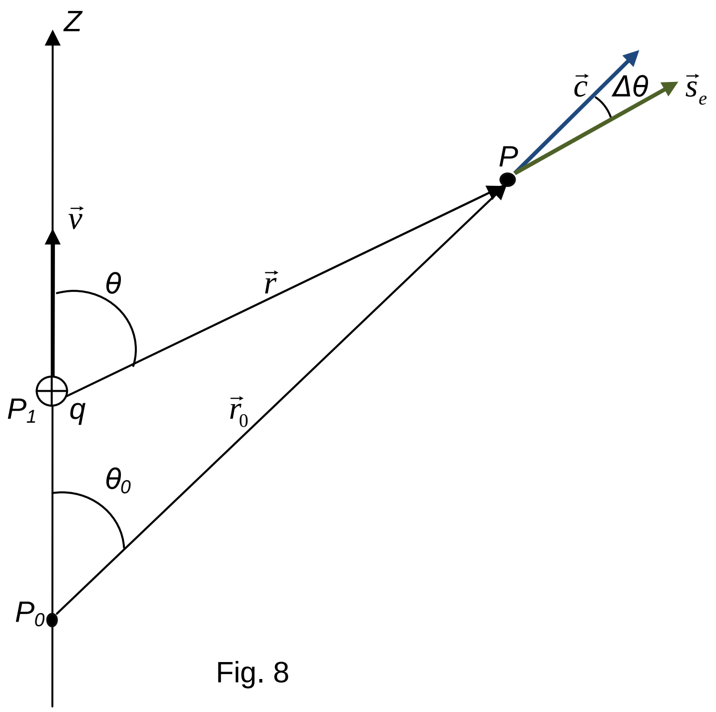

Fig. 8

Men bewijst (cfr. III.1) dat:

$$\vec{s}_b = \frac{\vec{v} \times \vec{s}_e}{c}$$

De door *q* geëmitteerde informatonen die langs het vast punt *P* - bepaald door de tijdsafhankelijke plaatsvector $\vec{r}$ - passeren, hebben twee attributen die verband houden met het feit dat de emittor een bewegende puntlading is: hun e-spinvector $\vec{s}_e$ en hun b-vector $\vec{s}_b$:

$$\vec{s}_e = \frac{q}{m}.\frac{1}{K.\varepsilon_0}.\vec{e}_r = \frac{q}{m}.\frac{1}{K.\varepsilon_0}.\frac{\vec{r}}{r} \qquad \text{en} \qquad \vec{s}_b = \frac{\vec{c} \times \vec{s}_e}{c} = \frac{\vec{v} \times \vec{s}_e}{c}$$

Deze attributen manifesteren zich macroscopisch, respectievelijk als de ELEKTRISCHE VELDSTERKTE (de e-veldsterkte) en als de MAGNETISCHE INDUCTIE (de b-inductie) in *P.*

- Als *N* de dichtheid voorstelt van de informatonenstroom in *P* (dit is het tempo-per-oppervlakte-eenheid waaraan de informatonen door een elementair oppervlak stromen dat in *P* loodrecht op hun bewegingsrichting staat) dan is de ELEKTRISCHE VELDSTERKTE in dat punt:

$$\vec{E} = N.\vec{s}_e$$

- Als *n* de dichtheid voorstelt van de informatonenwolk in *P* (dit is het aantal informatonen per volume-eenheid in *P*) dan is de MAGNETISCHE INDUCTIE in dat punt:

$$\vec{B} = n.\vec{s}_b$$

Wanneer v, de snelheid van de puntlading q, veel kleiner is dan de lichtsnelheid c[*], dan is de afstand P_0P_1 verwaarloosbaar klein ten opzichte van de afstand $P_1P = r$.

Men vindt dan (cfr. III.3):

$$\vec{E} = \frac{q}{4.\pi.\varepsilon_0.r^3}.\vec{r} \qquad \text{en} \qquad \vec{B} = \frac{\mu_0.q}{4.\pi.r^3}.(\vec{v} \times \vec{r}) \quad \text{met} \quad \mu_0 = \frac{1}{\varepsilon_0.c^2}$$

De informatiewolk die door deze twee vectoriële grootheden wordt bepaald noemt men het ELEKTROMAGNETISCH VELD van *q.* Het bestaat uit twee componenten: een elektrisch veld en een MAGNETISCH VELD.

5. Het elektromagnetisch veld van een stelsel bewegende puntladingen

De bijdrage van elke lading q_i tot het elektromagnetisch veld in het punt *P* wordt bepaald door $\vec{E}_i$ en $\vec{B}_i$. Het effectieve elektomagnetisch veld in *P* wordt gekarakteriseerd door (cfr. III.4):

$$\vec{E} = \sum \vec{E}_i \qquad \text{en} \qquad \vec{B} = \sum \vec{B}_i$$

6. Het elektromagnetisch veld van een stationaire ladingstroom

Met de term “stationaire ladingstroom” duiden wij de beweging aan van een homogeen, elektrisch geladen en onsamendrukbaar fluïdum dat op onveranderlijke wijze door een gebied van de ruimte stroomt.

In een willekeurig punt *P* wordt de intensiteit van de stroming gekarakteriseerd door de stroomdichtheid $\vec{J}_E$. De grootte van deze vector is gelijk aan het tempo-per-oppervlakte-eenheid waaraan lading door een oppervlakte-element vloeit dat in *P* loodrecht op de stroming staat. Zijn oriëntatie komt overeen met de richting en de zin van de beweging van de positieve ladingsdragers en is tegengesteld aan de zin waarin de negatieve ladingsdragers zich verplaatsen (De beweging van negatieve ladingsdragers wordt

---

[*] De afleiding van de uitdrukkingen voor de elektrische veldsterkte en de magnetische inductie in relativistische omstandigheden vindt men in de verhandeling GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE

vervangen door die van fictieve positieve ladingsdragers die in de tegenovergestelde zin bewegen). Als $\vec{v}$ de snelheid is van het lading-element $\rho_E.dV$ in *P*, dan geldt:

$$\vec{J}_E = \rho_E.\vec{v}$$

Het tempo waaraan lading, in de zin van de positieve normaal, door een oppervlakte-element $\overrightarrow{dS}$ in *P* stroomt is bepaald door:

$$di = \vec{J}_E.\overrightarrow{dS}$$

Het tempo waaraan de stroming in de positieve zin (bepaald door de oriëntatie van de vectoren $\overrightarrow{dS}$) lading transporteert door een willekeurig oppervlak *ΔS* is:

$$i = \iint_{\Delta S} \vec{J}_E.\overrightarrow{dS}$$

Wij noemen *i* de intensiteit van de elektrische stroom door *ΔS*.

Aangezien een stationaire ladingstroom opgebouwd is uit bewegende lading-elementen $\rho_E.dV$ is hij de bron van een elektromagnetisch veld. En aangezien de snelheid $\vec{v}$ van het lading-element in een willekeurig punt tijdsonafhankelijk is zal dat elektromagnetisch veld onveranderlijk zijn.

- De tijdsonafhankelijk e-veldsterkte voldoet aan de twee grondstellingen van het elektrisch veld van een onvervormbaar ladingcontinuüm (V.1)

  1. *Tussen* ρ_E*, de ladingsdichtheid in een punt van het elektrisch veld en de wijze waarop de e-veldsterkte er verandert, bestaat de relatie*:

  $$div\vec{E} = \frac{\rho_E}{\varepsilon_0}$$

  2. *De wijze waarop de e-veldsterkte in een punt van het elektrisch veld verandert voldoet aan de voorwaarde:*

  $$rot\vec{E} = 0$$

  wat impliceert dat men $\vec{E}$ *uit een potentiaalfunctie V kan afleiden:* $\vec{E} = -gradV$

- De tijdsonafhankelijke b-inductie voldoet aan de twee hoofdstellingen van het tijdsonafhankelijk magnetisch veld. (V.2)

  EERSTE HOOFDSTELLING: *De wijze waarop de b-inductie in een punt van het magnetisch veld verandert, voldoet aan de voorwaarde:*

  $$div\vec{B} = 0$$

  wat impliceert dat men de b-inductie uit een vectorpotentiaal $\vec{A}$ *kan afleiden:*

  $$\vec{B} = rot\vec{A}$$

  TWEEDE HOODSTELLING: *Tussen* $\vec{J}_E$*, de stroomdichtheid in een punt van het magnetisch veld en de wijze waarop de b-inductie er verandert, bestaat de relatie:*

  $$rot\vec{B} = \mu_0.\vec{J}_E$$

Laten wij nog het bijzonder geval beschouwen van een LIJNSTROOM, dit is de stationaire stroming van een homogeen, elektrisch geladen en onsamendrukbaar fluïdum door een - al dan niet rechte - cilindrische buis. Het tempo waaraan lading getransporteerd wordt doorheen een willekeurige doorsnede *ΔS,* wordt bepaald door:

$$i = \iint_{\Delta S} \vec{J}_E . \overrightarrow{dS}$$

Men noemt deze grootheid - die niet afhankelijk is van de plaats noch van de vorm van *ΔS* - de ELEKTRISCHE STROOM DOOR DE LIJN.

Het fluïdum stroomt volgens de asrichting van de cylindrische buis en alle ladingselementen *dq* verplaatsen zich met dezelfde snelheid *v*. Wij kunnen de buis vereenzelvigen met een snaar waardoor een elektrische stroom *i* vloeit. Elk ladingselement is gevat in een lijnelement $\overrightarrow{dl}$ van de snaar. Tussen de grootheden die relevant zijn voor de elektrische stroom in een punt van de snaar bestaat de volgende betrekking:

$$\vec{v}.dq = i.\overrightarrow{dl}$$

$i.\overrightarrow{dl}$ is een STROOMELEMENT;

De magnetische inductie $d\vec{B}$ *verwekt door een stroomelement in een punt P wordt gevonden door* $\vec{v}.dq$ *te vervangen door* $i.\overrightarrow{dl}$ *in de uitdrukking die wij - onder V.4 - afleidden in het geval van een bewegende puntlading. Dus:*

$$\boxed{d\vec{B} = \frac{\mu_0 . i}{4.\pi.r^3}.(\overrightarrow{dl} \times \vec{r})}$$

Dit is de mathematische formulering van de WET VAN LAPLACE.

7. Het elektromagnetisch veld van een stroomvoerende geleider

Men kan de stroom door een elektrische geleider opvatten als de driftbeweging van fictieve positieve ladingsdragers door een rooster van onbeweeglijke, negatief geladen entiteiten.

Een geleider waardoor een stationaire elektrische stroom vloeit verwekt een magnetisch veld, maar geen elektrisch.

Inderdaad, de tijdsonafhankelijke driftstroom is een stationaire ladingstroom en uiteraard oorzaak van een stationair magnetisch veld waarvan de opbouw bepaald wordt door de wet van Laplace. Hij geeft echter geen aanleiding tot een elektrisch veld omdat de e-spin van de informatonen die zijn ladingsdragers emitteren geneutraliseerd wordt door de e-spin van de informatonen die door de roosterstructuur worden uitgezonden.

In tegenstelling tot een β-veld, dat nooit voorkomt zonder een g-veld, kan een magnetisch veld bestaan zonder een elektrisch veld. Het magnetisch veld wordt niet noodzakelijk versluierd, wat praktisch altijd het geval is voor het β-veld.

8. De elektromagnetische wisselwerking

Overwegingen als onder IV leiden tot het POSTULAAT VAN DE ELEKTROMAGNETISCHE WISSELWERKING:

Een puntmassa q die met snelheid $\vec{v}$ *in een elektromagnetisch veld* $(\vec{E},\vec{B})$ *beweegt, streeft ernaar blind te worden voor de invloed van dat veld op de symmetrie van haar eigen-veld.*

Als ze vrij kan bewegen zal ze ten opzichte van haar eigen-inertiaalstelsel versnellen met een bedrag $\vec{a}'$ *:*

$$\vec{a}' = \frac{q}{m}.\{\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})\}$$

De actie van het elektromagnetisch veld $(\vec{E},\vec{B})$ op een bewegende puntlading *q* (snelheid $\vec{v}$) noemen wij de LORENTZKRACHT $\vec{F}_{EM}$ op *q*. Op grond van gelijkaardige overwegingen als in IV definiëren wij ze door de uitdrukking:

$$\boxed{\vec{F}_{EM} = q.\left[\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})\right]}$$

Net zoals de gravitationele kracht is de lorentzkracht de oorzaak van de verandering van het lineair momentum $\vec{p}$ van de puntlading wanneer deze vrij beweegt: het tempo waaraan het lineair momentum verandert is precies gelijk aan de kracht.

$$\boxed{\vec{F}_{EM} = \frac{d\vec{p}}{dt}}$$

Laten wij de situatie van fig. 5 opnieuw bekijken en aannemen dat de twee puntmassa's die verankerd zijn in een inertiaalstelsel ***O'*** dat men constante vectoriële snelheid beweegt ten opzichte van het inertiaalstelsel ***O***, respectievelijk de ladingen q_1 en q_2 dragen. Een redenering die volledig analoog is aan die onder IV.3 leidt tot het besluit dat de grootte van de elektromagnetische kracht die de ladingen op elkaar uitoefenen in ***O*** ($\sqrt{1-\beta^2}$)-maal kleiner is dan de grootte van de elektromagnetische kracht waarmee ze elkaar beïnvloeden in ***O'***. En dat de component van deze kracht die te wijten is aan de magnetische inductie (β^2)-maal kleiner is dan die welke veroorzaakt wordt door de elektrische veldsterkte. Het effect van de magnetische inductie wordt hier, in dagdagelijkse omstandigheden, weerom volledig versluierd door dat van de elektrische veldsterkte.

Alleen als er geen elektrisch veld is, zoals in het geval van twee stroomvoerende geleiders, manifesteert de magnetische kracht zich daadwerkelijk.

9. De invloed van de middenstof op het magnetisch veld

Wanneer magnetische middenstoffen zich in een magnetisch veld bevinden worden ze "GEMAGNETISEERD". Hun moleculen gedragen zich als magnetische dipolen, dit zijn neutrale structuren die een magnetisch moment hebben doordat ze de zetel zijn van kringstromen. Magnetische dipolen in een magnetisch veld gaan zich richten op dat veld.

De mate waarin een magnetische middenstof in een punt *P* gemagnetiseerd is, wordt gekarakteriseerd door de MAGNETISATIE $\vec{M}$. De magnetisatie in een punt is afhankelijk van $\vec{B}$, de magnetische inductie van het veld waaraan ze blootgesteld is:

$$\vec{M} = \chi_m . \frac{\vec{B}}{\mu_0}$$

χ_m is de magnetiseerbaarheid van de middenstof in *P*.

Men toont aan* dat het magnetisch veld in een willekeurig punt van de ruimte gekarakteriseerd wordt door de vectoriële grootheid $\vec{H}$,die onafhankelijk is van de aard van de magnetische middenstof in dat punt. Deze grootheid noemt men de MAGNETISCHE VELDSTERKTE . Ze wordt bepaald door:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$$

De tweede hoofdstelling van het magnetisch veld (V.1) wordt veralgemeend tot:

Tussen $\vec{J}_E$ *, de stroomdichtheid in een punt van een magnetisch veld en de wijze waarop de magnetische veldsterkte er verandert, bestaat de relatie:*

$$rot\vec{H} = \vec{J}_E$$

De eerste hoofdstelling blijft onveranderlijk geldig.

10. De wetten van Maxwell

Redeneringen die volledig analoog zijn aan die voor het gravitationeel veld (III.6) leiden tot de volgende relaties die geldig zijn in een willekeurig punt van een elektromagnetisch veld:

1. $div\vec{D} = \rho_E$
2. $div\vec{B} = 0$
3. $rot\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
4. $rot\vec{H} = \frac{1}{c^2}.\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + .\vec{J}_E$

***** ***** ***** ***** ***** ***** *****

* Zie GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE - Hoofdstuk IV-§9