

Dynamica van de magnetosfeer

door dr. E. AERTS

Belgisch Instituut voor Ruimte-aëronomie

E.P.E. - Vol. III. - 3 - 1967

Drukkerij R. LOUIS p.v.b.a.
Borrensstraat 37-41
Brussel 5

Dynamica van de magnetosfeer

door dr. E. AERTS

Belgisch Instituut voor Ruimte-aëronomie

RESUME. — Après une définition de la magnétosphère terrestre on donne un aperçu des mouvements périodiques auxquels des particules chargées sont soumises dans la magnétosphère. Les invariants adiabatiques s'y rapportant sont définis. Quelques cas d'instabilités des plasmas dans un champ magnétique sont passés en revue; ils peuvent expliquer certains mouvements macroscopiques dans la magnétosphère. Finalement, on discute l'intérêt des explosions nucléaires de haute altitude.

SAMENVATTING. — Na de definitie van de aardse magnetosfeer wordt een overzicht gegeven van de microscopische periodieke bewegingen welke geladen deeltjes hierin uitvoeren. De adiabatische invarianten welke hierbij behoren worden gedefinieerd. Enkele gevallen van plasma-instabiliteiten in een magnetisch veld worden behandeld; zij kunnen aanleiding geven tot macroscopische plasmabewegingen in de magnetosfeer. Tot besluit worden enkele beschouwingen gehouden over kernbomtopploffingen in de hogere atmosfeer.

SUMMARY. — The periodic movements of the charged particles inside the magnetosphere are reviewed subsequent to its definition. The adiabatic invariants related to these movements are defined. Some cases of plasma instabilities in a magnetic field are studied: they could explain some macroscopic movements of the magnetosphere. Finally the high-altitude nuclear explosions are considered.

ZUSAMMENFASSUNG. — Nach einer Definition der Magnetosphäre der Erde, werden die periodische Bewegungen der geladenen Teilchen beschrieben. Die adiabatische Erhaltungen, die dazu verbunden sind werden dann erklärt. Einige Plasmainstabilitäten, die gewisse makroskopische Bewegungen in der Magnetosphäre erklären, werden auch beschrieben. Endlich werden die Kernaussbrüche in der höheren Atmosphäre betrachtet.

I. — De magnetosfeer

Met het afvuren van ruimtetuigen is het de laatste jaren duidelijk geworden, dat het geomagnetisch veld slechts in een beperkt gebied zijn invloed doet gelden, dit in tegenstelling met wat men vroeger onderstelde. Dit gebied waar het geomagnetisme merkbaar is heet men de magnetosfeer genoemd. Haar oorsprong moet gezocht worden in het aardmagnetisme, de aardse dampkring, het bestaan van een supersonische stroom van protonen en elektronen afkomstig van de zon — zonnewind genaamd — en de aanwezigheid van een interplanetair magnetisch veld.

Over de juiste vorm van deze magnetosfeer is men het nog niet eens, behalve dan wat haar begrenzing betreft aan de loefzijde t.o.v. de zonnewind, die zowat op 8 à 10 aardstralen gelegen is. Aan de lijzijde strekt de magnetosfeer zich vermoedelijk zeer ver uit; tot voorbij de maan zelf. Men heeft aanwijzingen dat

zij op $5,60 \cdot 10^6$ km zou eindigen, dit althans volgens de waarnemingen met Pioneer 6 en 7. Figuur 1 geeft een voorstelling die zoveel mogelijk de huidige kennis van zaken weergeeft. In de magnetosfeer onderscheidt men drie belangrijke gebieden: 1° de inwendige magnetosfeer, 2° de staart, 3° de magnetopauze. De inwendige magnetosfeer wordt gekenmerkt door gesloten krachtlijnen en vormt voor geladen deeltjes een magnetische fles met reusachtige afmetingen. Het is het gebied waartoe de stralingsgordels van Van Allen behoren. De staart wordt gekenmerkt door krachtlijnen die verloren lopen in de oneindigheid van het heelal. Arbitrair spreekt men van open krachtlijnen. Vermeldenswaardig is, dat krachtlijnen afkomstig van de belichte zijde der aarde over de polen heenlopen en deel gaan uitmaken van de staart. In deze laatste kan men uiteindelijk nog een gebied aanwijzen waar

het geomagnetisch veld zeer zwak is vergeleken met dit in aanpalende gebieden. Vandaar dat men dit gebied aanduidt als het neutraal blad of dito zone.

De magnetosfeer wordt ten slotte begrensd door een soort vlies, nl. de magnetopauze, die net zoals een vloeistofoppervlak haar bijzondere eigenschappen ontleent aan het feit, dat er aldaar geen symmetrie heerst onder de krachten die op de aanwezige deeltjes in-

werken. Ten slotte beëindigen we deze inleiding met de opmerking, dat aan de loefzijde vóór de magnetopauze, er een staande schokgolf aanwezig is, die haar ontstaan dankt aan de weerstand die het geomagnetisch veld uitoefent op de zonnwind. Deze schokgolf ligt zowat op 15 aardstralen. In de volgende paragrafen worden de dynamische processen in en van deze gebieden nader omschreven.

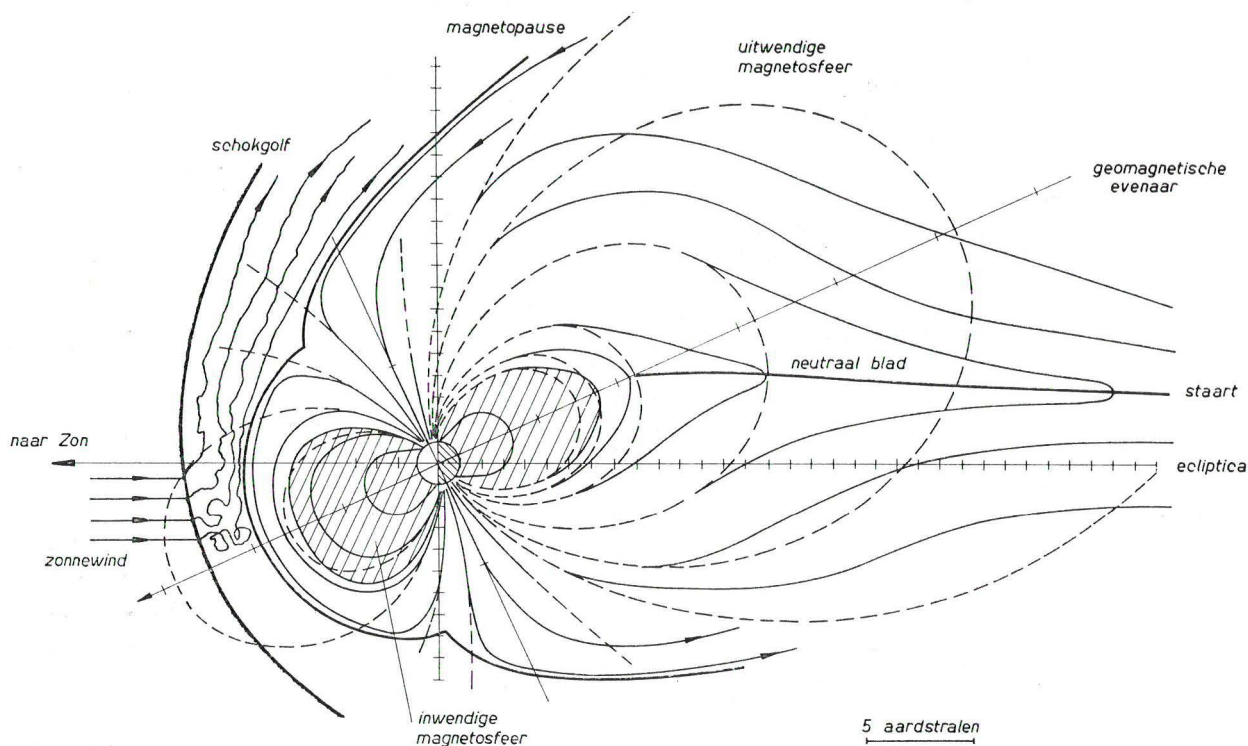


Fig. 1. — Magnetosfeer der aarde met kenmerkende gebieden.

II. — Vorm van de magnetopauze.

De zonnwind met haar elektronen, protonen, α -deeltjes en andere ionen vormt een plasma, dat nagenoeg volledig geïoniseerd is. Anderzijds zijn in de magnetosfeer voldoende geladen deeltjes aanwezig opdat ook dit gebied als met plasma gevuld kan opgevat worden. Weliswaar is dit slechts zwak geïoniseerd. De troposfeer kan men zelfs als neutraal beschouwen.

In de plasmafysica bewijst men dat als aan volgende ongelijkheid voldaan is, nl.

$$\frac{\mu^{1/2} \sigma B l}{\rho^{1/2} c^2} \gg 1 \quad (2.1)$$

waarbij μ de magnetisch permeabiliteit voorstelt, σ de

elektrische geleidbaarheid, B de magnetische inductie, l een karakteristieke lengte (b.v. golflengte als men golfverschijnselen bestudeert), ρ de densiteit en c de voortplantingssnelheid van het licht in vacuüm; al deze parameters, die het milieu en het bestudeerd verschijnsel betreffen, uitgedrukt in c.g.s. eenheden — bij een storing, materie en magnetisch veld dezelfde relatieve stand blijven behouden. Men spreekt in dit verband wel eens van « ingevroren krachtlijnen ». Figuur 2 illustreert dit verschijnsel. Meer uitleg hierover kan men vinden in mijn artikel « Plasmafysica » verschenen in het januarinumnummer van 1967 van « Het Ingenieursblad ». Het linkerlid der ongelijkheid (2.1) staat bekend als

het getal van Lundquist en is een bijzondere vorm van het magnetisch getal van Reynolds :

$$R_m = \frac{4 \pi \mu \sigma l v}{c^2} \quad (2.2)$$

waarbij v de snelheid is waarmee de storing zich voortplant. Is de ongelijkheid (2.1) geldig, of geldt $R_m \gg 1$,

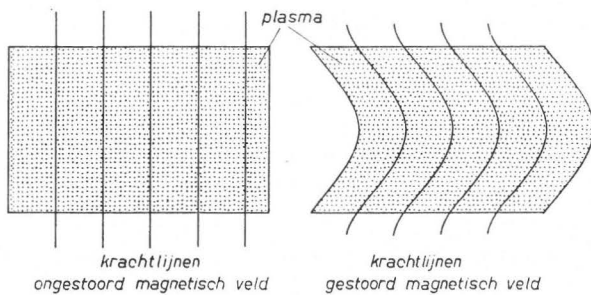


Fig. 2. — Ingevroren krachtlijnen.

dan mag men het plasma als een geleidende vloeistof opvatten. Men zegt dat in dit geval de magnetohydrodynamische benadering geldig is. De zonnewind en het magnetosferisch plasma zijn beide gekenmerkt door een voldoende groot getal van Lundquist opdat de formules der magnetohydrodynamica van toepassing zijn. In hogervermeld artikel werd erop gewezen dat in dit geval in een magnetisch plasma een zgn. magnetische druk heerst, gelijk aan $B^2/8\pi$. De vorm van de magnetopauze zal men vinden door op de merken dat aldaar evenwicht bestaat tussen de drukking uitgeoefend door de zonnewind en deze van het magnetosferisch plasma, d.w.z. door te stellen :

$$p = \frac{B^2}{8\pi} \quad (2.3)$$

of expliciet, als men diffuse weerkaatsing uitsluit :

$$2 \rho v^2 \cos^2 \psi = \frac{B^2}{8\pi} \quad (2.4)$$

Hierin zijn ρ de dichtheid van de zonnewind, v de snelheid van de zonnewind, B de sterkte van het geomagnetisch veld in het beschouwd punt, waarbij $B = B(r, \vartheta, \varphi)$ en ψ de hoek is tussen de richting van de zonnewind en de voerstraal, alle grootheden uitgedrukt zijnde in c.g.s. eenheden. Spreiter en Briggs hebben vergelijking (2.4) numeriek opgelost en in figuur 3 is het resultaat van hun berekeningen voorgesteld ter ver-

gelijking met de ligging van de magnetopauze zoals ze met de IMP 1 satelliet werd waargenomen. Zoals men ken bemerken is de overeenstemming treffend.

Zoals we verder zullen zien, moeten we rekening houden met het bestaan van elektrische stromen in de magnetopauze welke haar vorm verder zullen beïn-

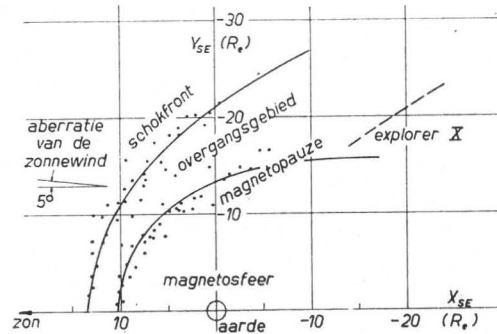


Fig. 3. — Doorsnijdingen van de baan van de satelliet IMJ-1 met de magnetopauze, aangeduid door punten. In volle lijn is de magnetopauze aangegeven zoals ze door Spreiter bereken werd. Tevens worden de schokgolfpasages aangeduid en de theoretische vorm van het schokfront. (N.F. Ness, C.S. Scarce and J.B. Seek, Journal of Geophysical Research Vol. 69, 1964, pp. 3531 - 3569.)

vloeden. Hiermee rekening houdend heeft Mead de berekeningen hernomen en een nog treffender overeenkomst met de werkelijkheid bekomen. Tevens heeft hij het verloop van de krachtlijnen bestudeerd. Het resul-

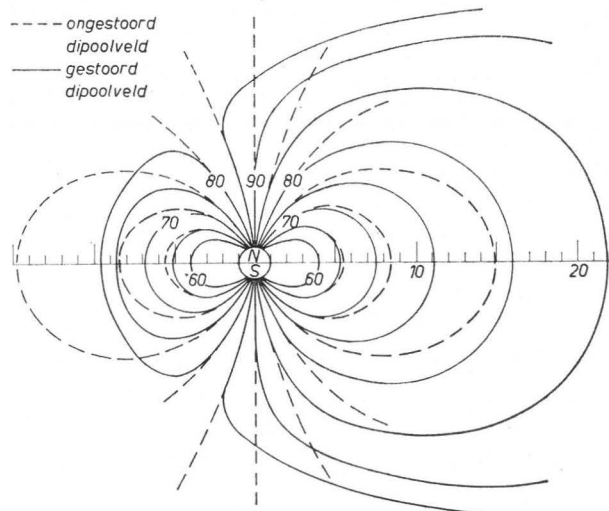


Fig. 4. — Model der magnetosfeer met krachtlijnen volgens Mead.

taat is weergegeven in figuur 4. Allerlei plasma-instabiliteiten uit zich aan de magnetopauze. Hierop zal in de volgende paragrafen verder ingegaan worden.

III. — Microscopische bewegingen in de inwendige magnetosfeer.

Wordt in een homogeen magnetisch veld de beweging van een elektrisch geladen deeltje uitsluitend beheerst door de magneetkracht, dan geldt volgende vergelijking, toepasselijk in het eenheidsstelsel van Gauss :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{Ze}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.1)$$

waarin $p = mv$, de hoeveelheid van beweging van het deeltje is, m de massa van het deeltje, v zijn snelheid, c de snelheid van het licht in vacuüm, Ze de lading van het deeltje (Z kan positief of negatief zijn al naargelang zijn aard, b.v. $Z = -1$ voor een elektron), en B de magnetische inductie.

Kiezen we een rechthoekig assenkruis waarvan de z -as samenvalt met de zin der krachtlijnen, en stellen we

$$\omega = \frac{ZeB}{mc} \quad (3.2)$$

dan levert de integratie van (3.1) volgend resultaat op :

$$\begin{aligned} x &= x_0 + \frac{1}{\omega} [v_y^0 (\cos \omega t - 1) + v_x^0 \sin \omega t] \\ y &= y_0 + \frac{1}{\omega} [v_y^0 \sin \omega t + v_x^0 (1 - \cos \omega t)] \quad (3.3) \\ z &= z_0 + v_z^0 t \end{aligned}$$

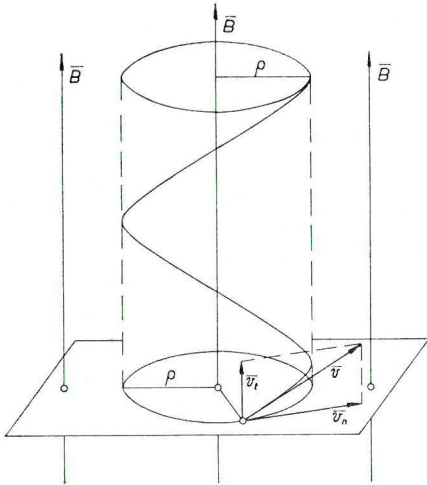


Fig. 5. — Beweging van een elektron in een homogeen magnetisch veld in de onderstelling dat zijn aanvangssnelheid een hoek maakte met de krachtlijnen.

waaruit blijkt dat het deeltje een schroeflijn gaat beschrijven waarvan de as samenvalt met de richting der krachtlijnen, zoals aangegeven wordt in figuur 5. De straal van de cilinder waarop de schroeflijn gewikkeld

is en die men ook de gyratiestraal noemt, wordt gegeven door volgende uitdrukking :

$$\rho = \frac{m v c}{|Ze| B} \quad (3.4)$$

De uitdrukking

$$v^c = \frac{\omega}{2\pi} \quad (3.5)$$

noemt men de cyclotronfrequentie.

Wegens het feit dat Z een relatief getal is, zullen tegengesteld geladen deeltjes een linkse of rechtse schroeflijn doorlopen. Een elektron b.v. zal een rechtse schroeflijn volgen in de zin van een voortschrijdende kurketrekker. Een positief ion zal *ipso facto* een linkse schroeflijn volgen. Uit figuur 4 blijkt echter dat het geomagnetisch veld geenszins homogeen is, maar wel dat de krachtlijnen convergeren. We kunnen dit schematisch voorstellen zoals in figuur 6 weergegeven is.

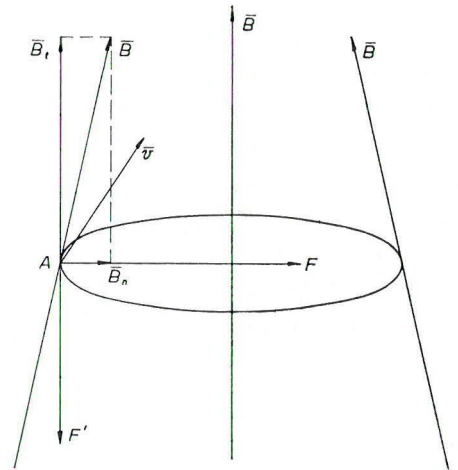


Fig. 6. — Ligging der vectoren bij de beweging van een positief ion in een convergerend magnetisch veld.

De gevolgen van deze convergentie zijn velerlei :

1° de Lorentzkracht welke op het geladen deeltje werkt, kan ontbonden worden in twee componenten, één (\vec{F}) loodrecht op de krachtlijn die door het middelpunt gaat van de ogenblikkelijke gyratiekring en één (\vec{F}') evenwijdig met de krachtlijn. De eerste componente (\vec{F}) zorgt er voor dat het deeltje om de krachtlijn blijft wentelen.

2° de longitudinale componente (\vec{F}') remt de beweging af, zodat geen zuivere schroeflijn meer beschreven wordt. Op een bepaald ogenblik kan \vec{F}' zo groot wor-

den dat het deeltje zijn longitudinale beweging stopt en terugkeert. De plaats op de krachtlijn waar dit gebeurt, noemt men het keerpunt. (Een vergelijkbare situatie is deze welke optreedt bij de verticale worp).

3° door het feit dat de veldsterkte langs een krachtlijn omgekeerd evenredig is met de derde macht van de voerstraal zal de gytriestraal van een deeltje veranderen gedurende zijn beweging. De baan zal dan ook niet meer liggen op een cilinder maar op een zgn. magnetische buis zoals door figuur 7 weergegeven is. Uit het voorgaande volgt, dat de mogelijkheid bestaat dat een deeltje langs een krachtlijn van de inwendige magnetosfeer van het ene halfrond naar het andere over en weer slingert.

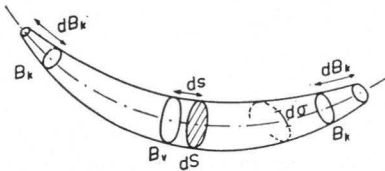


Fig. 7. — Magnetische buis; de stippellijn geeft een onderdeel van een baan weer en $d\sigma$ een baanelement.

In feite zou een geladen deeltje, eens dat het gevangen is in een magnetische buis, hieruit nooit meer kunnen ontsnappen. Door de aanwezigheid van andere geladen deeltjes en neutrale bestanddelen is er evenwel een wisselwerking mogelijk met deze laatsten waardoor zulk een deeltje energie kan winnen, zijn baan van helling ziet veranderen of door een stoot uit de buis gedreven worden. Door deze processen kan zulk een geladen deeltje maar een beperkte tijd gevangen blijven en een karakteristieke levensduur kennen. Ten slotte veroorzaakt de radiale afhankelijkheid van het geomagnetisch veld een driftbeweging van de geladen deeltjes omheen de aarde. We zullen dit illustreren aan de hand van figuur 8 waarbij we onderstellen, dat er enkel een transversale gradiënt in de magnetische veldsterkte bestaat. Deze gradiënt wordt gesuggereerd door een toenemende concentratie van krachtlijnen. De figuur geeft de snijpunten weer met een vlak loodrecht op hun richting. Daarbij wordt verondersteld dat zij gericht zijn naar de lezer toe.

Aangezien nu uit (3.4) blijkt, dat ρ omgekeerd evenredig is met de veldsterkte kunnen we dadelijk de voorgestelde banen verklaren in figuur 8. Immers een

proton dat zich verplaatst in het vlak der figuur ziet zijn kromtestraal geleidelijk verkleinen naarmate het in een gebied komt waar een hogere veldsterkte heerst. Hiermee gaat een systematische verplaatsing gepaard van zijn gytratiecentrum van rechts naar links. Toegepast op de magnetosfeer betekent zulks dat een positief ion om de aarde zal wentelen van oost naar west, daar waar een elektron die zal doen van west naar oost, d.w.z. met de draaizin der aswenteling van de aarde. Algemeen kan de ogenblikkelijke driftsnelheid veroorzaakt worden door een gradiënt van het magnetisch veld voorgesteld door * :

$$\bar{u}_n = \frac{p_n^2 c}{2 m e B^3} \bar{B} \times \text{grad } B \quad (3.6)$$

Het gevolg van deze driftbeweging is dat het geladen deeltje niet meer gevangen blijft in een magnetische buis, maar wel in een gordel. Men krijgt een idee van zulk een gordel door een meridiaandoorsnede van een magnetische buis te laten wentelen om de geomagnetische as. De welgekende Van Allen gordels hebben inderdaad nagenoeg deze vorm. Hogervermelde theorie

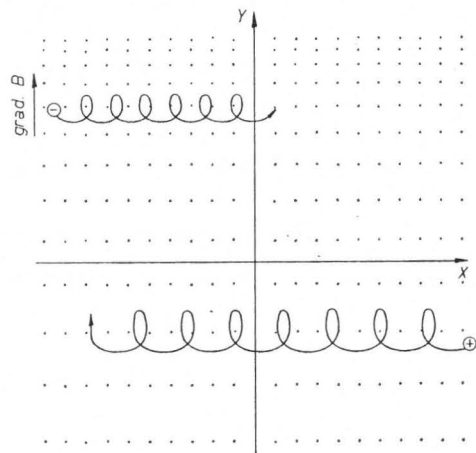


Fig. 8. — Baan van een elektron en een positief ion in een magnetisch veld met transversale gradiënt.

geeft wel een verklaring van hun geometrische vorm maar verklaart geenszins hun fysische oorsprong. Over deze laatste tast men, voorlopig althans, nog volledig in het duister.

(*) Met een index t zullen we voortaan een componente aanduiden die evenwijdig is aan de krachtlijn in het beschouwd punt en met de index n de orthogonale componente.

IV. — Invarianten.

Uit de voorgaande paragraaf blijkt dat een geladen deeltje in het geomagnetisch veld aan drie onderscheiden periodieke bewegingen onderworpen is :

1° een cirkelvormige omheen een ogenblikkelijk gyrationcentrum en met veranderlijk straal.

2° een slingerbeweging van het ene halfmond naar het andere.

3° een driftbeweging omheen de aarde.

De periodes dezer onderscheidene bewegingen, die afhangen van de veldsterkte, zijn van een verschillende grootte-orde. In nauw verband met deze bewegingen staan drie zgn. adiabatische invarianten. Daartoe beschouwen we de middelwaarde van bepaalde effecten op de beweging der geladen deeltjes.

Beschouwen we b.v. de invloed van de componenten F en F' bij convergerende magnetische velden gedurende een cyclotronperiode. Hierbij geldt :

$$\langle F \rangle = 0 \quad (4.1)$$

$$\langle F' \rangle = - \frac{m v_n^2}{2} \frac{\partial B / \partial z}{B} \quad (4.2)$$

waarbij onder $\langle F \rangle$ en $\langle F' \rangle$ de middelwaarden van \bar{F} en \bar{F}' verstaan worden over de periode

$$\tau_c = \frac{2 \pi m c}{|Ze| B} \quad (4.3)$$

De beweging langsheen een krachtlijn wordt alsdan beheerst door volgende vergelijking :

$$m \dot{v}_t = - \frac{1}{2} m v_n^2 \frac{\partial B / \partial z}{B} = - \frac{W_n}{B} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (4.4)$$

waarbij gesteld werd

$$W_n = \frac{1}{2} m v_n^2 \quad (4.5)$$

Aangezien we kunnen schrijven

$$\dot{v}_t = \frac{1}{2} \frac{d v_t^2}{d z} \quad (4.6)$$

wordt (4.4)

$$\frac{d W_t}{d z} = - \frac{W_n}{B} \frac{d B}{d z} \quad (4.7)$$

in de onderstelling dat

$$W_t = \frac{1}{2} m v_t^2 \quad (4.8)$$

Aangezien de totale kinetische energie constant blijft, m.a.w.

$$W = W_t + W_n = cte \quad (4.9)$$

geldt

$$\frac{d W}{d z} = \frac{d W_t}{d z} + \frac{d W_n}{d z} = 0 \quad (4.10)$$

of nog

$$\frac{d W_t}{d z} = - \frac{d W_n}{d z} \quad (4.11)$$

Hierdoor wordt (4.7)

$$\frac{d W_n}{d z} = \frac{W_n}{B} \frac{d B}{d z} \quad (4.12)$$

waaruit na integratie

$$\frac{W_n}{B} = M = cte \quad (4.13)$$

Hierin stelt M het magnetisch moment voor.

Formules (4.1) en (4.2) zijn slechts strikt geldig in de onderstelling dat het magnetisch veld axiaalsymmetrisch is en daarenboven niet verandert gedurende een cyclotronfrequentie. Aangezien aan deze voorwaarden nimmer voldaan is in de magnetosfeer neemt men evenwel aan dat de resultaten ook toepasselijk zijn indien het magnetisch veld slechts weinig verandert gedurende een cyclotronperiode, m.a.w. op voorwaarde dat geldt

$$\frac{\tau_c v_t}{B} \frac{\partial B}{\partial z} \ll 1 \quad (4.14)$$

Vandaar de benaming adiabatische invariant.

Een tweede invariant is de longitudinale invariant, gedefinieerd als volgt

$$J = \int_c p_t d s \quad (4.15)$$

waarbij de integratie uitgevoerd wordt langs een krachtlijn, vertrekkende van een keerpunt, gaande naar dit op het andere halfmond en vervolgens terugkerende naar het uitgangspunt. Deze invariant is vergelijkbaar met deze die ontstaat bij de beweging van een geladen deeltje in een veranderlijke potentiaal. De derde invariant tenslotte is de flux invariant en wel

$$\Phi = \int_s B d S = cte \quad (4.16)$$

Hij drukt uit dat de flux doorheen een gesloten kromme, gelegen op het oppervlak beschreven door het gyration-

centrum, constant is. Benaderend komt dit hierop neer, dat de flux doorheen de meetkundige plaatsen der keerpunten op beide halfronden dezelfde is als deze welke

V. — Plasmastabiliteiten en -begrenzing.

Om de individuele beweging van een geladen deeltje in een plasma te volgen heeft Alfvén een originele methode uitgedacht : inplaats van de beweging van het eigenlijk deeltje te volgen beschrijft hij de beweging van het ogenblikkelijk krommingsmiddelpunt van de baan beschreven door het deeltje. In de plaats van krommingsmiddelpunt geeft hij er de naam van gidscentrum aan. Dat dit laatste doorgaans niet samenvalt met het gyrationcentrum wordt aangetoond op figuur 9 waarin

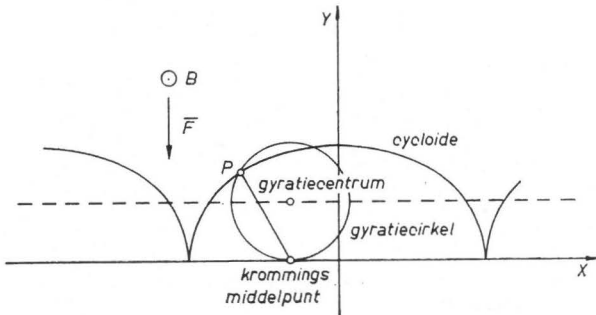


Fig. 9. — Driftbeweging van een geladen deeltje in de onderstelling dat de driftsnelheid gelijk is aan de orthogonale component van de snelheid van het deeltje.

ondersteld wordt dat het deeltje een cycloïde beschrijft. Hiervan is het geweten dat zij voortgebracht wordt door een punt van een cirkel welke zonder te slippen over een rechte rolt. Het middelpunt van deze cirkel is het gyrationcentrum. Zijn baan is een evenwijdige aan de rechte waarover de cirkel rolt. Het is echter wel geweten dat deze laatste rechte de meetkundige plaats voorstelt van het ogenblikkelijk krommingsmiddelpunt. De plaatsvector \bar{R} van het gidscentrum wordt als volgt gedefinieerd :

$$\bar{R} = \bar{r} + \bar{\rho} \quad (5.1)$$

waarbij r de plaatsvector is van het deeltje en ρ de ogenblikkelijke kromtestraal. Hieruit volgt na differentiatie de driftsnelheid van het gidscentrum

$$\bar{U} = \frac{d\bar{R}}{dt} = \bar{v} + \frac{c}{eB^2} \frac{d\bar{p}}{dt} \times \bar{B} \quad (5.2)$$

door het evenaarsvlak loopt binnen een welbepaalde gordel.

Anderzijds is de algemene bewegingsvergelijking

$$\frac{d\bar{p}}{dt} = \bar{f} + \frac{e\bar{v} \times \bar{B}}{m} \quad (5.3)$$

waarbij we door \bar{f} de resultante voorstellen van alle krachten die op het deeltje werken, met uitsluiting van de magnetische, waarvan het aandeel bepaald wordt door de tweede term in het rechterlid van vergelijking (5.3). Men stelt gemakkelijk vast dat vergelijking (3.1) een bijzonder geval is van (5.3). Substitutie van (5.3) in (5.2) leidt na enig gereken tot :

$$\bar{U} = \bar{v}_t - \frac{c}{eB^2} \bar{B} \times \bar{f} \quad (5.4)$$

Hiervan stelt de tweede term in het rechterlid de componenten voor die loodrecht staat op het magnetisch veld. Vergelijking (5.4) leert ons dus dat wanneer een plasma in een magnetisch veld onderworpen wordt aan andere krachten er een driftbeweging ontstaat. Deze krachten kunnen in de magnetosfeer o.a. de zwaartekracht zijn ofwel van elektrische aard zijn. In dit laatste geval is

$$\bar{f} = e\bar{E} \quad (5.5)$$

waardoor

$$\bar{U} = \bar{v}_t - \frac{c}{B^2} \bar{B} \times \bar{E} \quad (5.6)$$

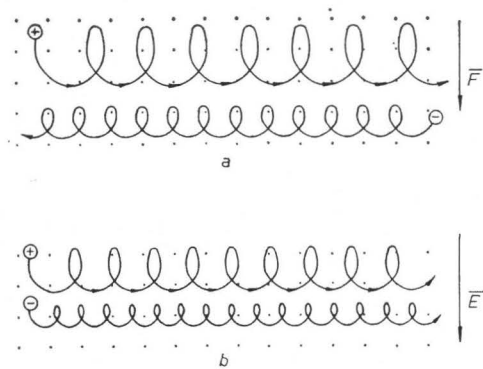


Fig. 10. — Banen van geladen deeltjes onder invloed van verschillende krachten.

Hieruit blijkt dat driftbewegingen in alle omstandigheden aanleiding geven tot elektrische stromen die de aarde omcirkelen behalve wanneer ze veroorzaakt worden door elektrische velden zoals blijkt uit figuur 10.

De elektrische ringstromen verzwakken het magnetisch veld. Men vermoedt dat tijdens magnetische stormen elektrische stromen optreden die aanleiding geven tot de waargenomen wijzigingen van het geomagnetisch

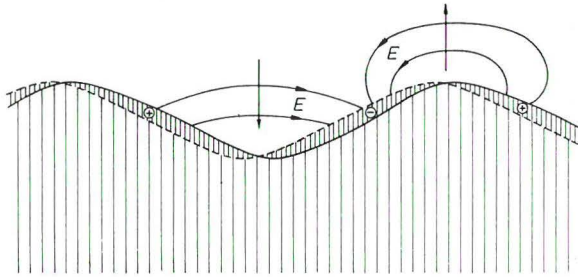


Fig. 11. — Rayleigh-Taylor instabiliteit.

veld. Een magnetische storm vertoont al of niet een aanvankelijke fase waarbij een verhoging van veldsterkte waargenomen wordt, gevolgd door een sterke verzwakking der veldsterkte en een lange periode van geleidelijke normalisatie. De toename wordt verklaard door de samendrukking van het magnetosferisch plasma door een krachtige stoot van de zonnwind. De afname wordt geassocieerd met het optreden van ringstromen die geleidelijk in sterkte afnemen. Nochtans is men er nog niet in geslaagd onomstotelijk het bestaan van deze ringstromen experimenteel aan te tonen. Zij zouden zich voordoen op een hoogte van zowat vier aardstralen.

Bij de plasma-installaties ter studie van de thermonucleaire fusie leiden driftbewegingen tot een vernietiging van het plasma aangezien dit laatste naar de wanden gedreven werd. Men dacht er dan reeds vroeg aan een plasma te stabiliseren door er een stroom doorheen te sturen. Men verwachtte dat het magnetisch veld welke gepaard gaat met deze stroom het plasma zou gebonden houden (pinch-effect). In de praktijk bleek echter dat de insnoering zeer onregelmatig was en een andere soort van instabiliteit trad op. Officieel heet dit een Rayleigh-Taylor instabiliteit. Men ontmoet echter in de literatuur andere benamingen, die betrekking hebben op de manier waarop het verschijnsel zich uit. Zo spreekt men ook van fluitinstabiliteit (flute-instability) wegens het gegroefd uitzicht van het begrenzingsvlak ofwel van uitwisselingsinstabiliteit (interchange instability) wegens

de uitwisseling van plasma en « magnetisch fluïdum ». De oorzaak van het verschijnsel is het gecombineerd effect van de elektrische stroom en een mechanische kracht. Het wordt schematisch voorgesteld door figuur 11.

De magnetopauze vormt blijkbaar een gebied waar Rayleigh-Taylor instabiliteiten gemakkelijk kunnen ontstaan aangezien aan alle voorwaarden voldaan is die tot de vorming er van bijdragen. Om dit duidelijk in te zien beschouwen we in figuur 12 a een doorsnede van de magnetosfeer volgens een vlak dat samenvalt met de geomagnetische evenaar. De snijpunten der krachtlijnen zijn schematisch aangegeven en er wordt ondersteld dat ze naar de lezer gericht zijn. Schematisch werden eveneens een aantal ionenbanen aangegeven. Men stelt gemakkelijk vast dat de elektrische stromen, opgewekt door de bewegende ionen — hetzelfde geldt

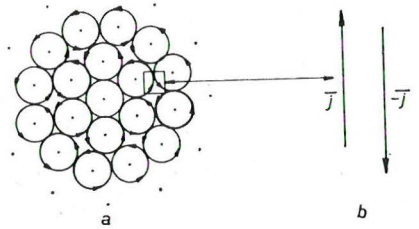


Fig. 12. — Verklaring van het bestaan van elektrische stromen aan de magnetopauze.

trouwens ook voor de elektronen — mekaar praktisch zullen opheffen in het inwendige van de magnetosfeer zoals figuur 12 b trouwens suggereert. Aan de magnetopauze blijkt er evenwel een ongecompenseerde component te bestaan voor de deeltjes welke de magnetopauze uitmaken. Een elektrische stroom zal dus langs de magnetopauze vloeien en een lokaal magnetisch veld veroorzaken dat loodrecht staat op de zin van de zwaartekracht. Een scheiding van ladingen ontstaat door de driftbeweging zoals op figuur 11 aangeduid werd met als gevolg een ontstaan van een krachtig elektrisch veld dat de deeltjes ofwel verder binnenwaarts ofwel buitenwaarts stuwt. Men neemt aan dat deze instabiliteiten aanleiding geven tot magnetohydrodynamische golfverschijnselen.

VI. — Kernbomontploffingen op grote hoogte.

Een tiental jaren geleden kwam N.C. Christofilos, die voor rekening van de U.S. Atomic Energy Commission werkte, op het idee een oplossing te zoeken in de

magnetosfeer voor zijn problemen in verband met de dynamica der thermonucleaire plasma's. Door de studie van de werken van Störmer was Christofilos ervan over-

tuigd dat wanneer een plasma in de magnetosfeer kon opgewekt worden de samenstellende deeltjes moesten gevangen blijven, also een macroscopisch beeld vormend van een « Spiegelmaschine » waarmee plasmagedragingen bestudeerd worden op laboratoriumschaal. Als praktisch middel om een plasma te verwekken in de hogere atmosfeer beschikte men over een atoombom. Wetende hoeveel elektronen er gevormd worden, waar ze gecreëerd werden en hoe hun distributie verliep in ruimte en tijd, moesten een aantal onbeantwoorde vragen nopens dynamische processen in plasma's kunnen opgelost worden. Een studiecmissie werd opgericht om al de problemen te bestuderen in verband met deze gewaagde proefneming. Van deze commissie maakte J. Van Allen deel uit; hij was verantwoordelijk voor de vervaardiging van de apparaten die de detectie en de meting der elektronen mogelijk moesten maken. Door zijn medewerking aan dit zgn. ARPA projekt ARGUS (Advanced Research Projects Agency) was J. Van Allen op de hoogte van de mogelijkheid dat het geomagnetisch veld korpusculaire straling kon gevangen houden. Deze kennis heeft het hem mogelijk gemaakt het bestaan van natuurlijke stralingsgordels af te leiden uit de waarnemingen met Explorer 3 in 1958. De eerste proef in verband met de artificiële korpusculaire straling werd ingezet met de ontploffing van een atoombom van een kiloton op 27 augustus 1958, gevolgd door twee andere, nl. op 30 augustus en 6 september. De waarneming van deze ontploffingen door middel van Explorer 4 leerde dat er weinig diffusie der elektronen doorheen de krachtlijnen was doch dat

de afname van de elektronenfluxen groter was dan dat men uit de angulaire diffusie, ten gevolge van botsingen met de atmosferische bestanddelen, kon vermoeden. Angulaire diffusie ontstaat doordat de hellingshoek van de elektronen t.o.v. de krachtlijnen gewijzigd wordt ten gevolge van botsingen. Hierdoor is het mogelijk dat de elektronen hun normaal keerpunt voorbijsnellen en in de dichtere lagen van de dampkring recombineren. In 1962 werden de proefnemingen met een sterkere bom hernomen; het zgn. Starfish project. Anderzijds werden datzelfde jaar gelijkaardige proefnemingen verricht door de Russen. Zij schonken de geleerden de mogelijkheid de levensduur te bepalen van de elektronen in de nabije magnetosfeer evenals de spectrale verdeling vast te stellen der gemeten flux. Ernstige tegenstrijdigheden in de waarnemingen met de satellieten kwamen aan het licht terwijl er niet te onderschatten verschillen waren met de ARGUS ontploffingen. Dit plaatste de wetenschappelijke wereld voor nieuwe problemen, die echter niet zouden opgelost worden daar de regeringen der V.S. en van de U.S.S.R. er van afzagen nog verdere kernbomontploffingen op grote hoogte te verrichten. Tijdens een congres gehouden te Bergen (Noorwegen) in augustus 1965 werd door J. Van Allen aan de aldaar aanwezige Fransen gesuggereerd dat zij de reeks kernbomontploffingen zouden voortzetten, aangezien de Franse regering het Kernstop-verdrag niet ondergetekend had. Totnogtoe werd aan deze suggestie geen gevolg gegeven. Deze « kleine » kroniek besluit dan deze uiteenzetting over enkele aspecten van het grootse ruimte-epos.