

Werk

Jahr: 1970

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 Z NAT 2148:36

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0036

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0036

LOG Id: LOG_0017

LOG Titel: Solarer Wind und Halbjahreswelle der erdmagnetischen Aktivität

LOG Typ: article

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain there Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

Solarer Wind und Halbjahreswelle der erdmagnetischen Aktivität¹⁾

Solar Wind and Semi-Annual Variation of Geomagnetic Activity

Von M. SIEBERT, Göttingen²⁾

Eingegangen am 19. August 1969

Zusammenfassung: Ausgehend von den Monatsmitteln des linearen Aktivitätsmaßes A_p aus den Jahren 1932 bis 1968 wird gezeigt, daß die Eintrittszeiten der Maxima der Halbjahreswelle genau mit den beiden Zeiten im Jahr übereinstimmen, zu denen die von der Erde aus bestimmte mittlere Anstromrichtung des solaren Windes senkrecht auf die Rotationsachse der Erde zielt. Dieses Ergebnis wird kombiniert mit dem aus den Messungen von Mariner 2 folgenden Befund, wonach der Zusammenhang zwischen A_p und der Geschwindigkeit des solaren Windes durch ein Potenzgesetz beschrieben werden kann. Mit dem daraus resultierenden Ansatz läßt sich die auf mittlere Aktivität reduzierte Halbjahreswelle quantitativ aus der jahreszeitlichen Änderung der geometrischen Verhältnisse beim Anstrom des solaren Windes gegen das Magnetfeld der Erde erklären. Dabei wird die Größe der reduzierten Amplitude der Halbjahreswelle vom Exponenten des Potenzgesetzes bestimmt. Abschließend werden noch einige Probleme erörtert, die sich aus dem Auftreten der anderen Harmonischen des Jahresganges der Aktivität und bei Benutzung von Daten aus kürzeren Beobachtungszeiten ergeben.

Summary: Using the monthly means of the linear activity measure A_p of the years 1932 to 1968, it is shown that the semi-annual maxima of activity occur exactly at those times when the mean direction of the incident solar wind, as observed from the earth, is perpendicular to the rotational axis of the earth. This result is combined with the finding from the Mariner-2 measurements yielding a connection between A_p and the solar-wind velocity according to a power law. From the resulting mathematical expression the semi-annual variation, after reduction to average activity, can be explained quantitatively by the seasonal change in the geometric conditions of the solar-plasma flow against the earth's magnetic field. Thereby, the reduced amplitude of the semi-annual variation is determined by the exponent of the power law. In conclusion, some problems are discussed concerning the other harmonics of the seasonal change of activity and the use of data due to shorter observation periods.

¹⁾ In gekürzter Fassung vorgetragen auf der 30. Jahresversammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Salzburg, 29. 9.—4. 10. 1969.

²⁾ Prof. Dr. MANFRED SIEBERT, Institut für Geophysik der Universität, 34 Göttingen, Herzberger Landstr. 180.

1. Problemstellung und Beobachtungsbefunde

Der folgenden Untersuchung liegen die Monatsmittel des von BARTELS eingeführten linearen Aktivitätsmaßes Ap aus den Jahren 1932 bis 1968 zugrunde. Wegen genauerer Angaben über Definition, Berechnung und Eigenschaften von Ap sei auf die Spezialliteratur verwiesen [z. B. BARTELS 1957; SIEBERT 1970]. Zur Vereinfachung der Schreibweise sollen hier unter Ap bereits die aus der genannten Zeitspanne von 37 Jahren berechneten *mittleren Monatsmittel* verstanden werden. Sie ergeben den in Abbildung 1 mit Ap bezeichneten mittleren Jahresgang der erdmagnetischen Aktivität. Daraus ist unmittelbar die seit langem bekannte Erscheinung einer starken *Halbjahreswelle* der Aktivität abzulesen. Ihr durch harmonische Analyse gefundener idealer sinusförmiger Verlauf sei mit Ap_2 bezeichnet und kann ebenfalls aus Abbildung 1 entnommen werden. Werden von den mittleren Monatsmitteln Ap das 37jährige Mittel $\overline{Ap} = 14,54$ und die monatlichen Werte von Ap_2 abgezogen, so bleibt ein kleiner, unregelmäßiger *Rest*. Er soll in Abbildung 1 anschaulich machen, was auch die weitere harmonische Analyse ergibt, daß nämlich die Amplitude von Ap_2 die Amplituden der sonstigen Harmonischen zur Grundperiode eines Jahres um ein Vielfaches übertrifft. Quantitativ zeigt das die folgende *Tabelle*, in der die auf die *mittlere Aktivität* \overline{Ap} *reduzierten Amplituden* und die *Phasen* (genauer: die Anfangsphasen für $t = 0$) für die Darstellung von Ap nach (1) angegeben sind.

$$Ap = \overline{Ap} \left[1 + \sum_{n=1}^6 c_n \sin(nt + \varepsilon_n) \right]. \quad (1)$$

Die Phasen ε_n sind dabei auf einen Beginn der Zeitzählung am 1. Januar um 0 Uhr bezogen. Im Ablauf eines Jahres durchläuft t die Werte von 0° bis 360° .

$n =$	1	2	3	4	5	6
$10^2 c_n =$	3,12	20,24	1,29	5,15	2,14	2,40
$\varepsilon_n =$	$281,1^\circ$	$281,0^\circ$	$0,1^\circ$	$108,6^\circ$	$218,6^\circ$	$358,3^\circ$

Bemerkungen zur Signifikanz der Amplituden enthält Abschnitt 4.

Die Versuche zur Deutung der auffallenden Halbjahreswelle, die in vielen erdmagnetischen, ionosphärischen und atmosphärischen Beobachtungsgrößen nachgewiesen ist, spiegeln sich in der Literatur seit Jahrzehnten wider in der durch die Eintrittszeiten der Maxima (27. März und 26. September bei $\varepsilon_2 = 281,0^\circ$) ausgelösten Kontroverse, ob die heliographische Breite der Erde (maximal Anfang März und Anfang September) oder die senkrechte Stellung der Erdachse auf dem Radiusvektor zur Sonne zur Zeit der Äquinoktien dafür verantwortlich zu machen ist. Eine Gegenüberstellung der wesentlichsten Argumente findet sich bei WILCOX [1968] und ebenfalls bei SIEBERT [1970]. Im Grunde ist dieser Streit bereits durch die subtilen statistischen Analysen von BARTELS [1932] zugunsten der Äquinoktial-Hypothese

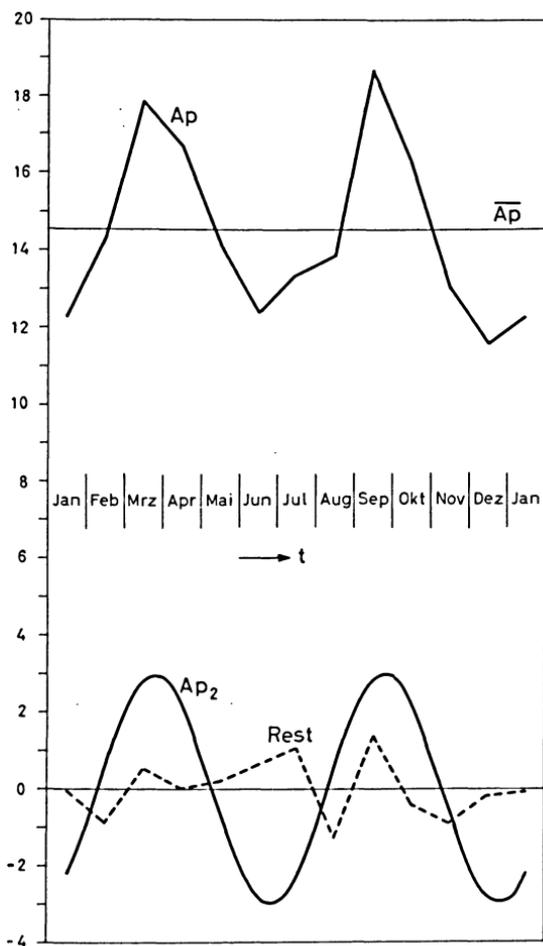


Abb. 1: Der aus den Monatsmitteln von 37 Jahren (1932–1968) abgeleitete mittlere Jahresgang des linearen Aktivitätsmaßes A_p , die daraus durch harmonische Analyse berechnete Halbjahreswelle A_{p_2} und der nach Abzug von A_{p_2} und dem 37jährigen Mittel $\overline{A_p}$ verbleibende $Rest$ von A_p .

Mean seasonal variation of the linear activity measure A_p derived from the monthly means of 37 years (1932–1968), semi-annual variation A_{p_2} as a result of harmonic analysis, and the remainder ($Rest$) of A_p after subtraction of A_{p_2} and the 37-year mean $\overline{A_p}$.

entschieden worden. Bei der vorliegenden Untersuchung wird von einer modifizierten Form dieser Hypothese ausgegangen und dann erstmalig ein quantitativer Zusammenhang zwischen der mittleren reduzierten Amplitude der Halbjahreswelle und den geometrischen Verhältnissen beim Anstrom des solaren Windes gegen das Magnetfeld der Erde nachgewiesen.

Ausgangspunkt ist der folgende Beobachtungsbefund: Die Maxima der Halbjahreswelle treten im langjährigen Mittel dann ein, wenn die vom Bezugssystem der Erde aus bestimmte mittlere Anstromrichtung des ungestörten solaren Windes *senkrecht* auf die Rotationsachse der Erde zielt. Die physikalische Bedeutung dieser Aussage bleibt dabei offen (vgl. die Diskussion in Abschnitt 3). Wegen der zeitlichen Nähe der Äquinoktien wird vor der Entdeckung des solaren Windes daher die Bezeichnung *Äquinoktial-Hypothese* als Synonym für diese *Senkrechtbedingung* gebraucht. Die genauere Festlegung der Maxima in bezug auf den solaren Wind muß jedoch noch als zutreffend nachgewiesen werden:

Ausgehend von der schon skizzierten geometrischen Situation zur Zeit der Äquinoktien, sind zur Deutung der empirischen Eintrittszeiten der Maxima zwei Korrekturen an der Äquinoktial-Hypothese anzubringen. Die erste folgt aus dem Wesen der harmonischen Analyse, bei der ein gleichförmiger Ablauf des betrachteten periodischen Vorgangs vorausgesetzt wird. Das betrifft hier nicht die unterschiedliche Länge der Kalendermonate, da bei der Benutzung von Monatsmitteln diese Werte im allgemeinen nur geringfügig differieren, wenn über den idealen 30,4-tägigen Monat oder über den dazugehörigen Kalendermonat gemittelt wird. Von Bedeutung ist vielmehr die ungleiche Länge der Jahreszeiten, wonach die Zeit zwischen Frühlings- und Herbstäquinoktium im Mittel um $7\frac{2}{3}$ Tage länger ist als die Zeit zwischen Herbst- und Frühlingsäquinoktium. Um die Genauigkeit der Ergebnisse der harmonischen Analyse auszunutzen, müssen diese Daten für das Eintreten der Äquinoktien auf gleichlange Halbjahre übertragen werden, was zu einer Verspätung des Frühlingsäquinoktiums und zu einem Vorrücken des Herbstäquinoktiums um knapp zwei Tage führt.

Die zweite, größere Korrektur ergibt sich aus dem Aberrationseffekt beim Anstrom des solaren Windes gegen die sich etwa senkrecht dazu bewegende Erde. Wegen der Schwankungen der Richtung und Geschwindigkeit des solaren Windes ist die Größe dieser Korrektur nicht genau anzugeben. Läßt man für den ungestörten solaren Wind radiale Geschwindigkeiten in der Ekliptik von 300 bis 800 km/sec zu, ferner eine tangentielle Komponente von 0–10 km/sec im Umlaufsinn der Erde, deren eigene Geschwindigkeit bei 30 km/sec liegt, so ist durch den Aberrationseffekt eine Verspätung des Eintretens der Senkrechtbedingung von etwa 3,5 Tagen zu erwarten. Damit sollten dann die beiden Maxima der Halbjahreswelle mit größter Wahrscheinlichkeit auf den 85. und den 268. Tag im Jahr fallen; das sind der 26. März und der 25. September. Die aus den 37 Jahrgängen von *Ap* gefundenen Eintrittszeiten liegen nur jeweils einen Tag später, wie überhaupt die mit den verschiedensten Ausgangsdaten vorgenommenen Analysen ganz vorwiegend auf Maxima kurz nach den Äquinoktien führen [z. B. bei MEYER 1966].

Das bisherige Ergebnis legt die Verallgemeinerung nahe, daß der Ablauf der Halbjahreswelle von einer systematischen Änderung der Anstromrichtung des solaren Windes infolge der sich während eines Jahres ändernden geometrischen Verhältnisse verursacht wird. Die Größe der (nicht reduzierten) Amplitude muß dann außerdem noch von der mittleren Stärke des solaren Windes abhängig sein. Als Ausgangspunkt für diesen Zusammenhang bieten sich die Beobachtungsbefunde über die Korrelation zwischen Kennziffern der erdmagnetischen Aktivität und dem Betrag v der Geschwindigkeit des solaren Windes an. Bekannt geworden ist der von SNYDER, NEUGEBAUER und RAO [1963] aus den Daten der Raumsonde Mariner 2 gefundene lineare Zusammenhang zwischen v und der Tagessumme von Kp . Dasselbe Material aus der Zeit vom 29. 8. 1962 bis zum 3. 1. 1963 ist von MAER und DESSLER [1964] auf einen Zusammenhang zwischen v und Ap hin untersucht worden mit dem Ergebnis

$$Ap = 4,8 \cdot 10^{-12} v^{4,6}, \quad (2)$$

wobei für v die Einheit km/sec zu verwenden ist. Bei dieser auf statistischem Weg gewonnenen Beziehung ist das Auftreten eines Potenzgesetzes für den Zusammenhang zwischen Ap und v von besonderem Interesse. Im Anhang wird gezeigt, daß eine derartige Beziehung auch theoretisch zu verstehen ist. Obwohl es noch andere und offenbar sogar engere Beziehungen zwischen Parametern des solaren Windes und Kennziffern der erdmagnetischen Aktivität gibt, werden diese hier nicht verwendet. Die Gründe dafür werden in Abschnitt 3 erörtert. Für den folgenden Ansatz genügt es, aus (2) abzulesen, daß für ein lineares Aktivitätsmaß, wie es Ap ist, die Stärke des solaren Windes in einem Potenzgesetz der Windgeschwindigkeit zum Ausdruck kommt.

2. Ansatz und Rechnung

Die beiden empirischen Befunde der maximalen Wirksamkeit des solaren Windes bei Vorliegen der Senkrechtbedingung und der Abhängigkeit der erdmagnetischen Aktivität von v lassen sich zu dem Ansatz vereinigen

$$A = kv_{\perp}^{\nu}, \quad (3)$$

In (3) sei A ein lineares Aktivitätsmaß wie Ap , k eine Konstante und v_{\perp} die Komponente der Geschwindigkeit des solaren Windes, die senkrecht steht auf der Projektion der Rotationsachse in die durch die Anstromrichtung, also den Vektor \mathbf{v} , und die Normale der Ekliptik aufgespannte Ebene. Diese Anstromebene ist in Abbildung 2 durch stark ausgezogene Linien hervorgehoben. Der Exponent ν in (3) sei eine beliebige positive Zahl. Dieser Ansatz schließt die Aussage mit ein, daß die Lage der Projektion der Rotationsachse in der zur Anstromrichtung senkrechten Ebene für A ohne Bedeutung ist. Ist ζ der Winkel zwischen der Richtung zum Pol der Ekliptik und der Richtung der in die Anstromebene projizierten Rotationsachse, so gilt

$$v_{\perp} = v \cos \zeta. \quad (4)$$

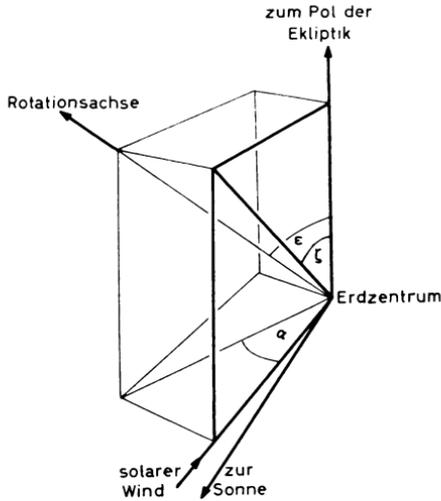


Abb. 2: Veranschaulichung des geometrischen Zusammenhangs zwischen der Anstromrichtung des solaren Windes und der Stellung der Rotationsachse der Erde.

Illustration of the geometric relationship between the direction of the solar wind and the position of earth's axis of rotation.

Wie aus Abbildung 2 hervorgeht, hängt der für den Jahrgang der Aktivität maßgebliche Neigungswinkel ζ von der Schiefe der Ekliptik $\varepsilon = 23^\circ 27'$ und der durch α festgelegten Jahreszeit ab. Dabei unterscheidet sich α von der in (1) mit t bezeichneten Variablen der Zeit nur durch eine feste Phasendifferenz. Wählt man $\alpha = 0$ für den Fall der maximalen Neigung der Rotationsachse gegen den anströmenden solaren Wind kurz nach dem Sommersolstitium, so ist

$$\alpha = t - 173,6^\circ. \quad (5)$$

Der formelmäßige Zusammenhang zwischen ζ , ε und α lautet

$$\cos^2 \zeta = (1 + \tan^2 \varepsilon \cos^2 \alpha)^{-1}. \quad (6)$$

Wird noch zur Abkürzung gesetzt

$$A_0 = kv^\nu, \quad (7)$$

wobei dann A_0 das Maximum der Aktivität zur Zeit von $\zeta = 0$ kurz nach den Äquinoktien angibt, so folgt aus dem Ansatz (3) mit (4), (6) und (7)

$$A(\alpha) = A_0 (1 + \tan^2 \varepsilon \cos^2 \alpha)^{-\nu/2}. \quad (8)$$

Für die weitere Untersuchung wird vorausgesetzt, daß A_0 als konstant angesehen werden kann. Das bedeutet, daß der Betrag v der Geschwindigkeit des solaren Windes im langjährigen Mittel über das Durchschnittsjahr hin konstant sein soll oder, im Hinblick auf eine Deutung der mittleren Halbjahreswelle der Aktivität weniger scharf ausgedrückt, daß das mittlere v keine Halbjahreskomponente enthalten soll. Auf die Problematik dieser Voraussetzung wird in Abschnitt 4 eingegangen. Da $A(\alpha)$ immer positiv ist, ist auch die Wurzel in (8) stets positiv zu nehmen. Ferner ist $A(\alpha)$ eine zu $\alpha = 0$ symmetrische Funktion mit π als Grundperiode und deren höheren Harmonischen. Für die erforderliche Fourier-Entwicklung von $A(\alpha)$ genügt daher der Ansatz

$$A(\alpha) = A_0 \sum_{m=0}^{\infty} a_{2m}(v) \cos 2m\alpha. \quad (9)$$

Für die Berechnung der $a_{2m}(v)$ gibt es verschiedene Wege. Einsetzen von $A(\alpha)$ nach (8) in die bekannte Integral-Darstellung der Fourier-Koeffizienten führt für beliebiges v auf Integrale, die durch im allgemeinen nicht tabellierte hypergeometrische Funktionen ausgedrückt werden können. Statt der dann erforderlichen Reihenentwicklungen kann auch (8) wegen $\tan^2 \varepsilon = 0,1882$ entwickelt werden. Werden anschließend die dabei auftretenden $\cos^n \alpha$ nach bekannten Formeln in Reihen von $\cos 2m\alpha$ umgeschrieben und geordnet, so ist eine elementare Berechnung der ersten Koeffizienten möglich, wobei mit der dritten oder vierten Näherung eine hier ausreichende Genauigkeit erzielt wird. Für ungerades v lassen sich die Fourier-Koeffizienten durch vollständige elliptische Integrale angeben; für geradzahliges v sogar durch elementare Funktionen¹⁾.

Die Größe des geometrischen verursachten Anteils am Jahresgang zeigt sich am deutlichsten, wenn die harmonischen Koeffizienten in (9) auf das Niveau der mittleren Aktivität \bar{A} reduziert werden. Diese folgt aus (9) sofort zu

$$\bar{A} = A_0 a_0. \quad (10)$$

Ferner muß (9) noch für einen Vergleich mit (1) umgeschrieben werden. Dazu sind die Kosinustglieder von (9) in Sinustglieder mit positiven Amplituden C_{2m} zu transformieren, wobei

$$C_{2m} = \left| \frac{a_{2m}}{a_0} \right| \quad (11)$$

gilt. Mögliche negative Vorzeichen von a_{2m} sind bei der Phase der Sinustglieder ebenso zu berücksichtigen wie der Unterschied in der Zeitzählung zwischen α und t nach (5). Durch diese Umformungen wird aus (9)

$$A(\alpha) = \bar{A} \left[1 + \sum_{m=1}^{\infty} C_{2m}(v) \sin(2mt + \eta_{2m}) \right]. \quad (12)$$

¹⁾ Diesen Hinweis verdanke ich Herrn Dipl.-Phys. P. WEIDELT.

Die einfache und symmetrische Form des Ansatzes (8) hat zur Folge, daß die Phasen η_{2m} nicht von ν abhängen.

3. Ergebnisse und Diskussion

Die numerische Berechnung der in (12) enthaltenen Koeffizienten wurde für die beiden Fälle $m = 1$ und $m = 2$ ausgeführt. Dabei ergeben sich für die Phasen und die Eintrittszeiten der Maxima der Halb- und Vierteljahreswelle:

$$\eta_2 = 282,7^\circ \text{ entsprechend 26. März und 25. September,}$$

$$\eta_4 = 115,4^\circ \text{ entsprechend 26. 3., 26. 6., 25. 9., 25. 12.}$$

Bei der Beurteilung dieser Ergebnisse ist zu beachten, daß die Rechnung nur Phasenunterschiede zum Beginn der Zeitählung in α liefert und der Zeitpunkt $\alpha = 0$ bereits auf einen der Extremfälle der Neigung der Rotationsachse gegen die Anstromrichtung des solaren Windes bezogen worden ist, so daß die theoretisch für die Halbjahreswelle erwartete Phase nur exakt (wie im vorliegenden Fall) oder um 180° falsch herauskommen konnte. Der Vergleich von η_2 mit der entsprechenden empirischen Phase ε_2 der Tabelle ergibt daher den schon besprochenen minimalen Unterschied von weniger als einem Tag. Aber auch bei der Vierteljahreswelle beträgt die durch $(\eta_4 - \varepsilon_4)$ gegebene Zeitdifferenz zwischen theoretischer und beobachteter Phase nur knapp zwei Tage. Dieses Ergebnis ist neu.

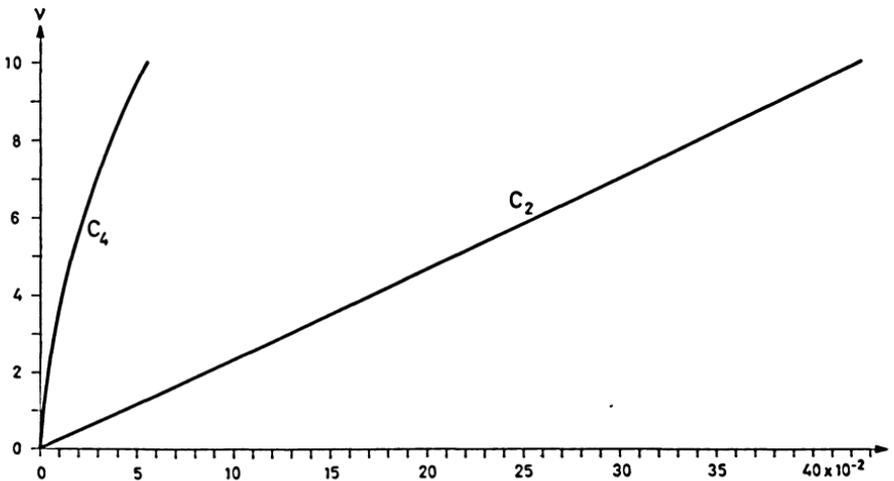


Abb. 3: Abhängigkeit der reduzierten Amplituden C_2 und C_4 in Gleichung (12) vom Exponenten ν in den Gleichungen (3) und (8).

Reduced amplitudes C_2 and C_4 of eq. (12) as a function of the exponent ν in eqs. (3) and (8).

Von größerer Bedeutung sind die Folgerungen aus dem Vergleich der Amplituden. In Abbildung 3 sind die Werte der theoretischen Amplituden C_2 und C_4 in Abhängigkeit vom Exponenten ν im Ansatz (3) wiedergegeben. In dem für diese Untersuchung maximal in Frage kommenden Bereich $0 \leq \nu \leq 10$ ändert sich C_2 fast linear mit ν . Wird ein Fehler in Kauf genommen, der an keiner Stelle des Bereiches 1,3% überschreitet, so lautet diese für die praktische Anwendung völlig ausreichende Beziehung

$$C_2 = 0,043 \nu. \quad (13)$$

Legt man die Annahme zugrunde, daß die aus A_p berechnete mittlere reduzierte Halbjahreswelle ausschließlich durch die hier behandelte Variation der geometrischen Bedingungen verursacht wird, so muß $c_2 = C_2$ sein. Mit dem Wert von c_2 in der Tabelle erhält man daraus für den Exponenten

$$\nu = 4,7. \quad (14)$$

Der Vergleich mit dem Exponenten in der hier als Gleichung (2) zitierten empirischen Beziehung von MAER und DESSLER [1964] zeigt einen Grad der Übereinstimmung, der in diesem Ausmaß sicher zufällig ist, der aber doch als quantitativer Beweis der Feststellung angesehen werden kann, *daß die auffallende Halbjahreswelle der erdmagnetischen Aktivität durch die jahreszeitliche Variation des Anstromwinkels des solaren Windes gegen die in die Anstromebene projizierte Rotationsachse der Erde hervorgerufen wird.*

Bei den Überlegungen, die zum Ansatz (3) und seiner expliziten Formulierung (8) geführt haben, war ohne Erörterung der physikalischen Vorgänge nur von empirischen Befunden ausgegangen worden. Eine physikalische Erklärung der Halbjahreswelle muß bei der Wechselwirkung zwischen solarem Wind und Magnetosphäre einsetzen, Aussagen über Art und Ausmaß der Aufnahme von Energie durch die Magnetosphäre liefern und das daraus resultierende Auftreten jener erdmagnetischen Störungen verständlich machen, die mit den Kennziffern K_p und A_p erfaßt werden. Es ist augenfällig, daß hierbei extrem komplizierte Vorgänge und Abhängigkeiten im Spiele sind, die in ihren Einzelheiten noch nicht durchschaut werden. Aus der Fülle der neueren Veröffentlichungen zu diesem Problem sei auf die Arbeiten von PIDDINGTON [1968], HIRSHBERG und COLBURN [1969], PARKER [1969], SPREITER und ALKSNE [1969] und AXFORD [1969] und deren umfangreiche Literaturangaben hingewiesen.

In diesem Zusammenhang mag es fraglich erscheinen, ob die in (3) angesetzte Geschwindigkeit v ein ausreichender Parameter für die Wirksamkeit des solaren Windes ist, erdmagnetische Störungen zu verursachen. Es ist bekannt, daß die Korrelation von K_p mit v (Korrelationskoeffizient $r = 0,73$ nach SNYDER et al. [1963]) besser ist als mit manchen anderen Parametern des solaren Windes, daß es aber auch noch bessere Korrelationen gibt wie die mit den Querfluktuationen des interplanetaren Magnetfeldes [BALLIF, JONES und COLEMAN 1969]. Diese deuten offenbar auf entsprechende Bewegungsvorgänge im solaren Wind hin und bringen damit die erdmagnetische Aktivität wieder direkter mit Störungen im anströmenden solaren Plasma in

Verbindung. Wenn hier trotzdem von dem einfachen Ansatz (3) ausgegangen wird, so aus der Überlegung, daß es vermutlich keinen für diesen Zweck besten Parameter des solaren Windes gibt. Für eine genauere Darstellung der Zusammenhänge ist vielmehr ein wesentlich komplizierterer Ansatz mit einer Reihe von Parametern erforderlich, wobei zum Beispiel auch der modifizierende Einfluß des interplanetaren Magnetfeldes zu beachten wäre. Die Schwierigkeiten, beim jetzigen Stand der Kenntnisse einen solchen Ansatz aufzustellen und ihn dann für eine entsprechende Untersuchung zu verwenden, liegen auf der Hand. Es kommt hinzu, daß hier nicht die Aktivitätsschwankungen innerhalb kurzer Zeiten untersucht werden, sondern das Verhalten der Aktivität im langjährigen statistischen Mittel. Erfahrungsgemäß vereinfachen sich dabei die Zusammenhänge wieder, was hier bedeutet, daß die verschiedenen Parameter des solaren Windes dann auch untereinander korreliert sein sollten und bei Verwendung nur eines Parameters der Einfluß der anderen wenigstens zum Teil mit berücksichtigt wird. Für eine Erörterung der geometrischen Verhältnisse beim Anstrom des solaren Windes bietet sich dann aber der Geschwindigkeitsvektor v als geeignete Größe an.

Zur angestrebten pauschalen geometrischen Behandlung der Wechselwirkung zwischen solarem Wind und Magnetosphäre muß die durch v ausgezeichnete Richtung noch mit einer für das Magnetfeld der Erde charakteristischen Richtung in Verbindung gebracht werden. Die Beobachtungen legen nahe, dafür die Richtung der Rotationsachse der Erde als mittlere Richtung der Dipolachse zu wählen. Offen bleibt die Frage, ob der Ansatz (8) auch für einen größeren Winkel ε ausreichen würde (etwa beim Planeten Uranus). Das hat mit der gesamten Struktur der Magnetosphäre zu tun. Selbst bei der Erde ist die sicher ausgezeichnete Dipolrichtung auch für statistische Zusammenhänge nur näherungsweise verwendbar, da für die hier erfaßte Art der erdmagnetischen Aktivität der solare Wind vorwiegend über den Schweif der Magnetosphäre wirkt und ausgezeichnete Richtungen im Schweif, wie die Lage der neutralen Schicht, nur näherungsweise mit der Dipolrichtung in Verbindung stehen.

Aus allen diesen Betrachtungen folgt auf der einen Seite immer wieder, daß die geometrische Komponente einen ganz wesentlichen Einfluß haben muß und ihre nun auch quantitativ nachgewiesene Urhebererschaft am mittleren Halbjahresgang der Aktivität nicht verwunderlich ist. Andererseits wird ebenso deutlich, daß eine noch dazu vereinfachte geometrische Erklärung sicher nicht ausreicht, um alle Einzelheiten des Jahresganges und natürlich erst recht einzelne Effekte verständlich zu machen.

4. Weitergehende Betrachtungen und offene Probleme

Die Erörterungen im Abschnitt 3 geben Anlaß, über das eigentliche Thema dieser Untersuchung hinaus auch einen Blick auf die übrigen Anteile am Jahresgang der Aktivität zu werfen. Betrachtet man daraufhin die Daten der Tabelle im Abschnitt 1, so macht ihre Interpretation vom statistischen Standpunkt aus keine Schwierigkeiten, wenn man bedenkt, daß auch die harmonische Analyse von Zufallszahlen nichtverschwindende Amplituden ergibt. Ihr Merkmal ist, daß sie gegen eine Gleichverteilung

streben, deren Wert von der Streuung des Ausgangsmaterials abhängt. Nach c_2 fällt in der Tabelle noch die Amplitude c_4 auf. Diese sollte aber als Oberwelle zu c_2 einen systematischen Anteil C_4 enthalten, auf dessen Vorhandensein bereits die zuvor festgestellte gute Übereinstimmung zwischen den Phasen ε_4 und η_4 hinweist. Aus Abbildung 3 folgt für $\nu = 4,7$: $C_4 \approx 0,015$. Zieht man C_4 von c_4 ab, so haben alle noch übrigen Amplituden Werte zwischen 0,02 und 0,04. Nimmt man an, daß der nach Abzug der Halbjahreswelle in Abbildung 1 verbleibende Rest zufälliger Natur ist, so folgt aus der Größe seiner mittleren quadratischen Abweichung, daß die restlichen Harmonischen, reduziert auf die mittlere Aktivität \overline{Ap} , in der Tat Amplituden um 0,03 haben sollten. Selbst wenn also der Rest noch kleine systematische Anteile enthält, gehen diese Signale im Geräusch des verfügbaren Beobachtungsmaterials unter.

Damit könnte man sich zufriedengeben. Das Bild ändert sich jedoch, wenn die harmonische Analyse für jedes Jahr gesondert vorgenommen wird¹⁾ und die Ergebnisse in chronologischer Folge betrachtet werden (vgl. die Vektorzüge in den Periodenuhren für $n = 1, 2, 3, 4$ bei SIEBERT [1970]). Es ist hier nicht der Ort, die Einzelheiten dieser Ergebnisse anzuführen, wozu besonders auch auf die Eliminierung des störenden Ganges der Aktivität mit dem Sonnenfleckenzyklus eingegangen werden müßte. Diese Themen sollen in einer anderen Veröffentlichung behandelt werden. An dieser Stelle soll die Feststellung genügen, daß nicht nur die Vierteljahreswelle, sondern auch die Ganzjahreswelle ein teilweise systematisches Verhalten zeigt. Bei dieser Welle sind es vor allem die häufig wechselnden Anfangsphasen, die sie im langjährigen Mittel zu einer zufälligen Erscheinung reduzieren. Während nämlich für die beiden ersten Harmonischen die auf vektorieller Mittelwertbildung beruhenden mittleren Amplituden der Tabelle im Verhältnis $c_1 = 0,15 c_2$ stehen, ergibt sich ohne Berücksichtigung der Phase bei algebraischer Mittelwertbildung der Amplituden $c'_1 = 0,68 c'_2$. Die Amplituden der Ganzjahreswelle sind in den einzelnen Jahren also durchaus denen der Halbjahreswelle vergleichbar und im Mittel sogar noch etwas größer als die der Vierteljahreswelle. Wenn dies aber so ist, erhebt sich die Frage nach der physikalischen Ursache der Ganzjahreswelle und ihrer Phasensprünge. Ist hierbei ebenfalls eine aus dem Jahresablauf resultierende Variation von v_{\perp} als geometrischer Anlaß im Spiele, so würde das bedeuten, daß die Anstromrichtung v des solaren Windes über längere Zeiten (Monate bis Jahre) eine vorherrschend positive oder negative Komponente senkrecht zur Ebene der Ekliptik besitzen muß. Jeder Vorzeichenwechsel dieser Komponente hätte dann einen Phasensprung zur Folge.

Die Notwendigkeit, nun einzelne Jahre oder doch wenigstens kleinere Gruppen von Jahren zu betrachten, beeinträchtigt aber auch die Voraussetzung der im Mittel angenommenen Homogenität des anströmenden solaren Windes, entsprechend $v = \text{const}$ in (4). Es ist durchaus denkbar, daß für kürzere Zeitabschnitte v und damit nach (7) A_0 zufällig in einer Weise variieren, die sich in (8) durch Amplitudenmodulation auf die zur Diskussion stehenden Harmonischen des Jahresganges auswirkt.

¹⁾ Für die Überlassung der Ergebnisse dieser Analysen danke ich Herrn cand.-phys. J.-H. HUFEN.

In ähnlicher Weise wirft eine Veränderung der mittleren Aktivität \overline{Ap} , mit der bei der Betrachtung kürzerer Zeitabschnitte unbedingt zu rechnen ist, das Problem des Bezugsniveaus für die reduzierten Amplituden auf. Bei der geometrischen Erklärung der Halbjahreswelle ist mit solarem Wind der zwar zeitlich nach Zufallsgesetzen variable, aber doch ungestörte solare Wind gemeint; während unter gestörtem solarem Wind der bei den stärkeren Sonneneruptionen emittierte Plasmastrom verstanden wird, der die erdmagnetischen Stürme verursacht. Wegen der Unregelmäßigkeit des Auftretens der Stürme im Ablauf einzelner Jahre ist nicht zu erwarten, daß sich die Amplitude der Halbjahreswelle proportional zum mittleren jährlichen \overline{Ap} ändert, also c_2 in (1) unabhängig vom Sonnenfleckenzyklus ist. Hier steht man vor der Wahl, entweder für spezielle Gruppen von Jahren (z. B. Minimumsjahre, Maximumsjahre) aus der Anpassung von empirischer und theoretischer Analyse jeweils den Exponenten ν zu bestimmen und entsprechend variieren zu lassen, oder aber ν als eine echte Konstante anzusehen und dann zwischen der Wirkung des gestörten und des ungestörten solaren Windes zu unterscheiden.

So folgt mit der ersten Annahme aus den Daten von 9 Minimumsjahren $\nu = 5,3$ und von 9 Maximumsjahren $\nu = 3,8$. Das ist aber nur der Ausdruck dafür, daß die Amplitude der Halbjahreswelle vom Minimum zum Maximum sehr viel weniger ansteigt als die mittlere Aktivität und daher die reduzierte Amplitude c_2 entsprechend abnimmt. Die zweite Annahme bedeutet im Extremfall, daß in den Minimumsjahren die gesamte Aktivität vom ungestörten solaren Wind herrührt, während in den Maximumsjahren ein gewisser Anteil vom gestörten solaren Wind dabei ist, der aber nicht zur Halbjahreswelle beitragen soll. Dann folgt aus denselben Daten wie zuvor, daß bei konstantem ν die insgesamt 57% Anstieg der mittleren Aktivität von den Minimums- zu den Maximumsjahren sich aus 12% Zunahme der Aktivität durch ungestörten solaren Wind und 45% Zunahme der Aktivität durch gestörten solaren Wind zusammensetzen.

Die hier an der persistenten Halbjahreswelle demonstrierte Unsicherheit in der Interpretation der für kürzere Zeitabschnitte auftretenden Unterschiede mahnen erst recht zur Vorsicht bei der Deutung solcher Schwankungen bei den anderen Harmonischen des Jahresganges, sofern deren Signifikanz nachgewiesen ist. Eine andere Konsequenz dieser Unsicherheit ist, daß die mit dem Formalismus des Abschnitts 2 prinzipiell mögliche Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit des solaren Windes aus der beobachteten Amplitude der Halbjahreswelle praktisch nicht durchführbar ist, da Mittelwerte über Jahrzehnte uninteressant sind und mit zunehmender Kürze des Intervalls die zu fordernde Genauigkeit nicht mehr aufgebracht werden kann.

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die geometrische Erklärung der Halbjahreswelle eine erst in den Anfängen untersuchte Variante im Tagesgang der Aktivität enthält [MCJNTOSH 1959; MAYAUD 1967]. Hierbei muß dann allerdings von der tageszeitlichen Änderung der Richtung der mit einem Öffnungswinkel von $11,5^\circ$ um die Rotationsachse umlaufenden Dipolachse ausgegangen werden. Die Projektion der Dipolachse hat in der Anstromebene des solaren Windes einen Tagesgang, der sich

als Variation des Winkels ζ äußert und damit eine tageszeitliche Variation der Aktivität nach Weltzeit zur Folge haben sollte. Dabei hängen Rhythmus und Stärke dieser Variation noch von der Jahreszeit ab. Die bisherigen Untersuchungen sprechen für die Existenz eines solchen Tagesganges und ergeben ungefähr die für die Extrema erwarteten Eintrittszeiten. Die große Schwierigkeit ist dabei, daß dieser Tagesgang nach Weltzeit an jedem Beobachtungsort von einem wesentlich größeren Tagesgang nach Ortszeit überlagert wird: Infolge der auf die Sonne hin orientierten asymmetrischen Form der Magnetosphäre und der unterschiedlichen Art der Wechselwirkung zwischen solarem Wind und Magnetosphäre auf der Tag- bzw. Nachtseite kommt der Hauptbeitrag der mit den Kennziffern erfaßten Aktivität von Vorgängen im Schweif her, wodurch die Abend- und Nachtstunden begünstigt werden. Dieser Ortszeitgang muß eliminiert werden. Auf die Verfahren dazu soll hier nicht eingegangen werden. Wenn dies aber mit genügender Genauigkeit vorgenommen wird und solche Tage für eine Untersuchung ausgewählt werden, an denen man aufgrund der erdmagnetischen Beobachtungen einen etwa gleichförmig anströmenden solaren Wind voraussetzen darf, sollte sich der Einfluß der zur Halbjahreswelle führenden geometrischen Verhältnisse auch im Tagesgang der Aktivität quantitativ nachweisen lassen.

Die Andeutungen in diesem letzten Abschnitt bestätigen den bekannten Sachverhalt, daß sich einfache Zusammenhänge, die aus einem großen statistischen Material folgen und entsprechende Gültigkeit haben, in unübersichtliche Komplexe auflösen, wenn das Material fein genug unterteilt wird. In diesem Sinn sollte auch die quantitative geometrische Erklärung der Halbjahreswelle des Durchschnittsjahres nur als ein erster Schritt auf dem Weg zum Verständnis jener Vorgänge aufgefaßt werden, die Jahr für Jahr das wechselhafte Erscheinungsbild der erdmagnetischen Aktivität bestimmen.

Anhang

Das von MAER und DESSLER [1964] empirisch gefundene Potenzgesetz (2) für den Zusammenhang von Ap mit v ist auf den ersten Blick ungewöhnlich. Es läßt sich aber an gebräuchliche elementare Betrachtungen über das Zustandekommen solcher statistischen Beziehungen anschließen. Zu diesem Zweck werden die beiden Annahmen gemacht, daß an einem festen Ort im interplanetaren Raum der ungestörte solare Wind konstante Richtung und konstante Impulsdichte hat, also mit der Plasmadichte ρ

$$qv = \text{const} \quad (\text{A } 1)$$

gilt, und daß die mit Kp erfaßte Aktivität linear mit der kinetischen Energiedichte des solaren Windes anwächst

$$Kp = b_1 qv^2 - b'_2. \quad (\text{A } 2)$$

Die kinetische Energiedichte muß einen durch b'_2 festgelegten Schwellenwert überschreiten, damit der solare Wind erdmagnetisch nachweisbar wird. Aus beiden Annahmen folgt mit v als Tagesmittel der Plasmageschwindigkeit und $\sum Kp$ als Tagessumme der Kp -Werte

$$\sum Kp = b_3 v - b_2. \quad (\text{A } 3)$$

Diese Beziehung stimmt mit dem von SNYDER et al. [1963] gefundenen Zusammenhang zwischen $\sum Kp$ und v überein. Aus den dort angegebenen Zahlenwerten erhält man für die Koeffizienten von (A 3)

$$b_2 = 39,1 \text{ und } b_3 = 0,118 \text{ sec/km}. \quad (\text{A } 4)$$

Bekanntlich besteht zwischen den beiden dreistündlichen Aktivitätsmaßen Kp und ap ein quasi-logarithmischer Zusammenhang. Im Bereich von $1 - \leq Kp \leq 5 +$, auf den 87% aller Kp -Werte entfallen (und bei Beschränkung auf Zeiten mit ungestörtem solaren Wind noch mehr), läßt sich dieser Zusammenhang formelmäßig angeben durch

$$Kp = 1,1 \left(\frac{\log ap}{\log 2} - 1,08 \right). \quad (\text{A } 5)$$

Wird in (A 5) von ap ausgegangen und auf die Drittelstufen von Kp abgerundet, so ergibt sich Kp exakt. Die Basis des Logarithmus kann noch beliebig gewählt werden. Im folgenden seien mit \log die natürlichen Logarithmen gemeint. Geht man dann in (A 5) zu $\sum Kp$ über und ersetzt das unbekannte geometrische Mittel der ap durch ihr (größeres) arithmetisches Mittel Ap , so wird

$$\sum Kp = q_1 \log Ap - q_2 \quad (\text{A } 6)$$

mit

$$q_1 = 12,7 \text{ und } q_2 = 9,5. \quad (\text{A } 7)$$

Mit dem Potenzansatz

$$Ap = x v^v \quad (\text{A } 8)$$

folgt aus (A 6) und (A 3)

$$q_1 (\log x + v \log v) = b_3 v + q_2 - b_2. \quad (\text{A } 9)$$

Wie aus den mit Mariner 2 gemessenen Plasmageschwindigkeiten hervorgeht, liegen diese im Bereich $330 \text{ km/sec} < v < 700 \text{ km/sec}$. Mit einer mittleren Geschwindigkeit $v_0 = 500 \text{ km/sec}$ kann daher für eine Entwicklung von $\log v$ angesetzt werden

$$v = v_0 + \Delta v \text{ mit } |\Delta v| < v_0. \quad (\text{A } 10)$$

Bei Beschränkung auf die erste Näherung erhält man aus (A 9) mit den in (A 4) und (A 7) angegebenen Zahlenwerten

$$v = b_3 v_0 / q_1 = 4,65, \quad (\text{A } 11)$$

$$\log \kappa = v(1 - \log v_0) + (q_2 - b_2) / q_1, \quad (\text{A } 12)$$

$$\kappa = 2,9 \cdot 10^{-12} \text{ für } v \text{ in km/sec.}$$

Trotz der bei dieser Herleitung vorgenommenen Vereinfachungen zeigen diese in (A 8) einzusetzenden Werte für v und κ eine überraschende gute Übereinstimmung mit den entsprechenden Werten in (2).

Literatur

- AXFORD, W. I.: Magnetospheric convection. *Rev. Geophys.* 7, 421—459, 1969
- BALLIF, J. R., D. E. JONES, and P. J. COLEMAN, Jr.: Further evidence on the correlation between transverse fluctuations in the interplanetary magnetic field and Kp . *J. Geophys. Res.* 74, 2289—2301, 1969
- BARTELS, J.: Terrestrial-magnetic activity and its relations to solar phenomena. *Terr. Magn. Atmosph. Electr.* 37, 1—52, 1932
- : The geomagnetic measures for the time-variations of solar corpuscular radiation, described for use in correlation studies in other geophysical fields. *Annals Intern. Geophys. Year 4*, 227—236, 1957
- HIRSHBERG, J., and D. S. COLBURN: Interplanetary field and geomagnetic variations—a unified view. *Planet. Space Sci.* 17, 1183—1206, 1969
- MAER, JR., K., and A. J. DESSLER: Comment of the paper by CONWAY W. SNYDER et al., "The solar wind velocity and its correlation with cosmic-ray variations and with solar and geomagnetic activity". *J. Geophys. Res.* 69, 2846, 1964
- MAYAUD, P. N.: Calcul préliminaire d'indices K_m , K_n , et K_s ou a_m , a_n et a_s , mesures de l'activité magnétique à l'échelle mondiale et dans les hémisphères Nord et Sud. *Ann. Géophys.* 23, 585—617, 1967
- MCJNTOSH, D. H.: On the annual variation of magnetic disturbance. *Phil. Transact. Roy. Soc. London A* 251, 525—552, 1959
- MEYER, J.: A semiannual wave in the recurrence tendency of geomagnetic activity. *J. Geophys. Res.* 71, 2397—2400, 1966
- PARKER, E. N.: Solar wind interaction with the geomagnetic field. *Rev. Geophys.* 7, 3—10, 1969
- PIDDINGTON, J. H.: The causes and uses of geomagnetic disturbance index Kp . *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 15, 39—52, 1968

- SIEBERT, M.: Maßzahlen der erdmagnetischen Aktivität. Handb. Physik 49/3 (Geophysik 3/3), 1970
- SNYDER, C. W., M. NEUGEBAUER, and U. R. RAO: The solar wind velocity and its correlation with cosmic-ray variations and with solar and geomagnetic activity. J. Geophys. Res. 68, 6361—6370, 1963
- SPREITER, J., R. and A. Y. ALKSNE: Plasma flow around the magnetosphere. Rev. Geophys. 7, 11—50, 1969
- WILCOX, J. M.: The interplanetary magnetic field; solar origin and terrestrial effects. Space Sci. Rev. 8, 258—328, 1968