

HEINRICH-HERTZ-INSTITUT FÜR SCHWINGUNGSFORSCHUNG
BERLIN-CHARLOTTENBURG

Prof. Greiner
M

Technischer Bericht Nr. 72

Untersuchung von Sonneneruptionseffekten in der
tiefen Ionosphäre mit Hilfe von Längstwellen

von

Dr. H. VOLLAND

H 72

Berlin
1 9 6 4

Technischer Bericht Nr.72

Untersuchung von Sonneneruptionseffekten in der tiefen Ionosphäre mit Hilfe von Längstwellen

Zusammenfassung

Aus dem Feldstärkeverlauf von 15 ausgewählten Sonneneruptionseffekten des Senders GBR (16 kHz), gemessen in B e r l i n - Charlottenburg, wurde die Änderung der scheinbaren Reflexionshöhe h' in Abhängigkeit von der Zeit seit Beginn des Effektes bestimmt. Mit Hilfe eines plausiblen Ionosphärenmodells kann der Höhe h' eine Elektronendichte in dieser Höhe zugeordnet werden. Die Parameter eines effektiven Rekombinationsgesetzes und eines effektiven Anlagerungsgesetzes wurden aus dem Verlauf von h' ermittelt. Dabei zeigte es sich, daß unter der Voraussetzung einer einfachen Verstärkung der D-Schicht während einer Eruption (Einschicht-Modell) nur das Anlagerungsgesetz brauchbar ist ($\beta = 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ in 70 km Höhe). Falls jedoch die Sonneneruptionsschicht durch eine andere Strahlungskomponente (Röntgenstrahlung) als die der normalen D-Schicht ($L\alpha$) erzeugt wird, deren Eindringtiefe größer als die von $L\alpha$ ist, (Zwei-Schicht-Modell), so erhält das Rekombinationsgesetz Gültigkeit. Der mittlere Wert des Produktes von effektivem Rekombinationskoeffizienten α und der normalen Elektronendichte N_0 ist in 70 km Höhe $\alpha N_0 = 2,9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

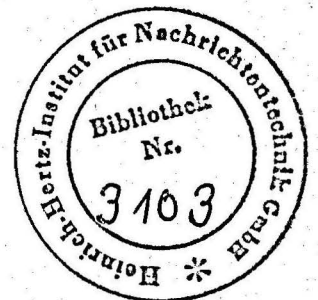
Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung

Der Bearbeiter
gez. H.Volland
(Dr. H.Volland)

Der Abteilungsleiter
gez. Gundlach
(Prof.Dr.-Ing.F.W.Gundlach)

Der Institutsdirektor
gez. Gundlach
(Prof.Dr.-Ing.F.W.Gundlach)

Berlin-Charlottenburg, den 15.Dezember 1963



1. Einleitung

Chromosphärische Eruptionen (solar flares) sind Gebiete auf der Sonne, in denen $H\alpha$ und andere Linien in Emission auftreten. Es handelt sich um einen zusätzlichen Ausbruch von Strahlung aus einem chromosphärischen Fackelgebiet, das seinerseits meist in direktem Zusammenhang mit einer Sonnenflecken-Gruppe steht (WALDMEIER, 1955). Radiostrahlungsausbrüche im cm- und dm-Gebiet (bursts) sind die häufigen Begleiter solcher Eruptionen. Sie stammen ebenfalls aus der Chromosphäre und werden wahrscheinlich durch den gleichen Prozess wie die Eruptionen verursacht.

Eine weitere Strahlungskomponente, die mit einer solchen Eruption verbunden ist, liegt im UV-oder Röntgenwellengebiet. Diese Strahlung wird in der tiefen Ionosphäre unterhalb 100 km absorbiert und ist vom Erdboden aus nur indirekt beobachtbar. Aus einer statistischen Untersuchung konnten HACHENBERG und KRÜGER (1959) nachweisen, dass die exzessive Absorption von Kurzwellen in der D-Schicht (sudden ionospheric disturbance [SID]), verursacht durch diese Strahlung, nur dann auftritt, wenn gleichzeitig auch die Radioburststrahlung im cm- und dm-Gebiet vorhanden ist. Beide Strahlungen stammen wahrscheinlich aus dem gleichen Niveau innerhalb der Chromosphäre (weniger als 6 000 km über der Photosphäre) und hängen ursächlich miteinander zusammen. Das Spektrum der Radiobursts in cm- und dm-Gebiet ist kontinuierlich und weist auf eine quasithermische Emission eines hochbeschleunigten Elektronengases hin. Die Röntgenbremsstrahlung dieses Gases, deren Wellenlänge zwischen 10 und 1A liegt, bildet dagegen diejenige Strahlungskomponente, die in der tiefen Ionosphäre absorbiert werden könnte (HACHENBERG, 1958). Eine solche kurzwellige Strahlung während einer Eruption ist tatsächlich durch Raketenmessungen nachgewiesen worden (FRIEDMAN, 1960).

Neben dem SID gehört die Feldstärkeanomalie im Längstwellengebiet zu den markanten Phänomenen während einer Sonneneruption. Es handelt sich hier um eine kurzzeitige Veränderung der Reflexionsbedingungen von Längstwellen innerhalb der D-Schicht. Da in erster Linie die scheinbare Reflexionshöhe gesenkt wird, ohne daß sich der Betrag des Reflexionsfaktors wesentlich ändert, wird für kurze Ausbreitungsentfernungen die relative Pha-

se zwischen Bodenwelle und einfach refletierter Raumwelle geändert (sudden phase anomaly [SPA]) (Bracewell und Straker, 1949). Je nach Abstand zwischen Sender und Empfänger macht sich diese Änderung der Interferenzverhältnisse als vorwiegende Amplituden- oder Phasenänderung bemerkbar (Volland, 1959). Der Ausdruck "sudden phase anomaly (SPA)" gibt deshalb den Längstwelleneffekt nicht vollständig wieder, wird aber in dieser Arbeit als Abkürzung beibehalten werden.

Ein integraler Effekt, hervorgerufen durch die Summe der Feldstärkenänderung vieler natürlicher und räumlich entfernter Sender (Blitze), ist der SEA (sudden enhancement of atmospherics) (Bureau, 1950). Für eine quantitative Untersuchung ist dieser Effekt jedoch wenig geeignet, da sich die meteorologischen Einflüsse wie geographische Verteilung der Blitze und ihr Spektrum nur schwer eliminieren lassen.

Im Langwellenbereich wird ebenfalls ein Sonneneruptionseffekt beobachtet, der auf die gleiche Weise wie der Längstwelleneffekt verursacht wird (Weekes, 1950; Lauter und Sprenger, 1958). Seltener, da einer höheren Region innerhalb der tiefen Ionosphäre zugeordnet, sind die geomagnetischen Sonneneruptionseffekte (geomagnetic solar flare effects [SFE]). Es handelt sich um Ausbuchtungen innerhalb der geomagnetischen Feldstärkenkomponenten (crochets), die auf eine kurzzeitige Verstärkung der geomagnetischen S_q -Stromsystems hinweisen (Mc Nish, 1937). Das Gleiche gilt für die Zunahme der E-Grenzfrequenz während einer Eruption. Die Beobachtung dieses Phänomens wird außerdem noch durch die exzessive Absorption der Kurzwellen in der D-Schicht erschwert, so dass nur sehr starke Effekte sichtbar werden (TAUBENHEIM, 1957). Einflüsse der Eruptionen auf die F-Region sind bisher nur sehr selten beobachtet worden. (Berkner und Wells, 1937; Becker und Dieminger, 1950).

Für eine quantitative Untersuchung der ionisierenden Eruptionsstrahlung und ihres Einflusses auf die D-Schicht sind die Feldstärkeanomalien von kommerziellen Längstwellensendern besonders gut geeignet, da diese einen genau auswertbaren und von Fadings freien zeitlichen Verlauf der Störung bieten. Wegen der oben erwähnten engen Verbindung zwischen Radioburststrahlung im cm- und dm-Gebiet und der ionisierenden Röntgenstrahlung kann der

zeitliche Verlauf der Radiobursts als repräsentativ für die ionisierende Strahlung angesehen werden. In der folgenden Untersuchung sind aus den Feldstärkeregistrierungen des Senders RUGBY GBR (16 kHz) in Berlin - Charlottenburg 15 ausgewählte Sonneneruptionseffekte quantitativ ausgewertet worden. Die Auswahl wurde so getroffen, daß der entsprechende Radioburst vom reinen Typ 2 gemäß der COVINGTON-Klassifizierung war (COVINGTON, 1951). Ein solcher Typ hat den idealisierten zeitlichen Strahlungsverlauf

$$\begin{aligned} \Delta S &= S_0 e^{-\alpha t} && \text{für } t \geq 0 \\ \Delta S &= 0 && \text{für } t < 0 \end{aligned} \quad (1)$$

Die Daten der Radiobursts wurden den "Beobachtungsergebnissen des Heinrich-Hertz-Instituts, Berlin-Adlershof" entnommen. Mit Hilfe dieser Voraussetzung gelingt eine Bestimmung der Koeffizienten der ionosphärischen Bilanzgleichung sowie eine Abschätzung über die Höhe der zusätzlichen Eruptionsschicht im D-Gebiet.

2. Das Ionosphärenmodell

Als Meßgrößen existieren Amplitude und Phase der Vertikalkomponente der elektrischen Feldstärke des Senders GBR (16 kHz), registriert in Berlin-Charlottenburg. Die Entfernung zwischen Sender und Empfänger beträgt $\rho = 1000$ km. In einer solchen Entfernung und bei dieser Frequenz sind unter den Bedingungen am Tage die Bodenwelle und die einfach reflektierte Raumwelle annähernd von gleicher Größe, und ihre Phasendifferenz schwankt um den Wert Null. In einem Höhenbereich zwischen 60 und 75 km kann die Vertikalkomponente der elektrischen Feldstärke in genügender Näherung durch die Formel

$$E_z = A e^{-j\delta \Delta h' - \frac{jk\rho}{2a} \Delta h'} e^{j\Delta\phi} = A e^{j\Delta\phi} \quad (2)$$

beschrieben werden. A ist ein langsam veränderlicher Faktor. Das zweite Glied im Exponenten in Gl.2 berücksichtigt die Erdkrümmung (VOLLAND, 1964a). a ist der Erdradius, und k ist die

Wellenzahl. Die scheinbare Reflexionshöhe h' ist diejenige Höhe, in der die Wellen nach ungestörtem Durchgang durch die darunterliegende Schicht mit einem Phasensprung von 180° reflektiert werden müßten, um mit der am Erdboden gemessenen Amplitude, Phase und Einfallrichtung der Raumwelle übereinzustimmen. Für das weiter unten zu besprechende Ionosphärenmodell der D-Schicht ist $\delta = 3,5^\circ / \text{km}$. Außerdem ist $k/2a = 1,5^\circ / \text{km}$. Daraus erhält man für den Exponenten in Gl.2 die Beziehung

$$\Delta h' = -0,2 \Delta \phi \quad (\Delta \phi \text{ in Grad; } \Delta h \text{ in km}). \quad (3)$$

Gl.3 gestattet aus Phasenänderung der Feldstärke die scheinbare Höhenänderung mit genügender Genauigkeit zu bestimmen.

Als Modell der normalen Tagesionosphäre wurde das Elektronendichteprofil

$$N = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} = N_m e^{1/2 (1 - e^{-(z_m - z)/H})} \quad (4)$$

gewählt. Hier ist

$$\begin{aligned} z_m &= z_{m0} - H \ln \cos \chi \\ N_m &= N_{m0} = 10^3 \text{ cm}^{-3} \\ z_{m0} &= 85 \text{ km} \\ \chi &= \text{Zenitdistanz} \\ H &= 8 \text{ km} \quad (\text{Skalanhöhe}) \end{aligned}$$

Dieses Modell setzt ein CHAPMAN-Profil für die Ionenproduktion q sowie einen mit der Höhe exponentiell abnehmenden Rekombinationskoeffizienten α $(z_m - z)/H$

$$\alpha = \alpha_m e^{-(z_m - z)/H} \quad (5)$$

voraus. Das Letztere wird durch die Untersuchungen von MITRA und JONES (1954) nahegelegt.

Wie später noch gezeigt wird, ist innerhalb der tiefen Ionosphäre ein effektives Anlagerungsgesetz mit exponentiell mit der Höhe abnehmendem Anlagerungskoeffizienten β denkbar. Bei dessen Gültigkeit erhält man im Gleichgewichtszustand ein Elektronendichteprofil

$$N = \frac{q}{\beta} = N_{m\beta} e^{(1 - e^{-(z_{m\beta} - z)/H})} \quad (6)$$

Durch die Transformation

$$N_m = N_m / \sqrt{e}$$

$$z_m = z_m - H \ln 2$$

verwandelt es sich in das gleiche Profil für N wie Gl.4. Beide Fälle können also gemeinsam behandelt werden.

Die Wahl eines CHAPMAN-Profiles für q ist naheliegend, da heute angenommen wird, dass die monochromatische Strahlung von Lyman α für die normale Schicht verantwortlich ist (NICOLET, 1959).

Die Auswahl der Parameter N_{m0} und z_{m0} erfolgte auf Grund eines Vergleiches verschiedener Profile mit der gemessenen tageszeitlichen Variation von h' (VOLLAND, 1964b). Das ausgewählte Profil hat einige Ähnlichkeit mit dem Modell von HOUSTON (zitiert bei (FRIEDMAN, 1960 p. 192)). Da die Eindringtiefe der Längswellen in die Ionosphäre nur etwa eine Wellenlänge (20 km) beträgt, und die Ionosphäre diesen Wellen gegenüber erst bei Elektrodichten von etwa $N = 10 \text{ cm}^{-3}$ an wirksam zu werden beginnt, erfolgt der wesentliche Reflexionsprozeß unterhalb von z_m (VOLLAND, 1963a). Wir brauchen uns also um den Ionosphärenzustand oberhalb von z_m nicht zu kümmern.

Für eine Anzahl von Ionosphärenmodellen mit dem Elektronenprofil der Gl.4 und verschiedenen Parametern von N_m und z_m sowie für ein exponentiell abklingendes Stoßzahlprofil

$$v = v_0 e^{(z_0 - z)/H} \quad v_0 = 10^7 \text{ s}^{-1} \quad (8)$$

; $z_0 = 70 \text{ km}$,

das weitgehend den Daten von NICOLET (1959) entspricht, sind die Reflexionsfaktoren nach Betrag und Phase für eine vertikal polarisierte 16 kHz-Welle berechnet worden (VOLLAND, 1963a). Dabei zeigte sich, daß die scheinbare Höhe h' mit einem Punkt z_a innerhalb der Ionosphäre den Zusammenhang

$$\frac{z_m - z_a}{H} = \frac{z_m^* - h'}{H^*} \quad (9)$$

besitzt.

Hier ist $z_m^* = z_m - 5,7 \text{ km}$

$$H^* = 6,35 \text{ km}$$

Die Höhe z_a wird aus der Gleichung

$$N(z_a) = 31,5 \cdot 10^{-6} \nu(z_a) \quad (10)$$

gefunden. In Abb. 1 sind das N-Profil der Gl. 4 sowie die Profile $31,5 \cdot 10^{-6} \nu_{m0} \cos \chi$ für einige Werte von $\cos \chi$ gezeichnet. Die linke Ordinate ist im Maßstab $z_m^* - h'$, die rechte Ordinate im Maßstab $z_m - z_a$ geteilt. Die Gl. 10 besagt, daß der Punkt z_a der Schnittpunkt zweier Kurven in Abb. 1 ist. Aus der Gl. 9 bzw. aus der Abb. 1 gewinnt man daraus sofort die korrespondierende scheinbare Höhe h' . Bei vorgegebenen ν und χ ist also jedem h' eine Höhe z_a mit bekannter Elektronendichte N zugeordnet.

Diesen Zusammenhang zwischen $N(z_a)$ und h' wollen wir auch auf andere Profile erweitern, sofern sie nur dem Profil der Gl. 4 ähnlich sind. Mit dieser Voraussetzung korrespondiert in einem beliebigen N-Profil die gemessene Höhe h' mit der Elektronendichte N , die sich aus dem Schnittpunkt der Linie $31,5 \cdot 10^{-6} \nu_{m0} \cos \chi$ mit der Höhe h' ergibt.

3. Die Auswertung der Sonneneruptionseffekte von GBR

3a) Ein-Schicht-Modell

Abb. 2 zeigt als Beispiel Betrag und Phase der Vertikalkomponente der elektrischen Feldstärke von GBR während einer Sonneneruption. Mit Hilfe der Gl. 3 wurde daraus $\Delta h'$ in Abhängigkeit von t bestimmt. $\Delta h'$ ist die Abweichung vom Normalwert, t ist die Zeit seit Beginn des Effekts. Bei der Auswahl der Effekte wurde davon ausgegangen, daß die Zeit des Beginns bis auf 1 Minute genau mit der Zeit des korrespondierenden Radioburst übereinstimmt. Abb. 3 und 4 zeigt in einigen Beispielen $\Delta h'$ als Funktionen von t sowie die 3,2 cm - Radioburststrahlung der Sonne, aufgenommen im Heinrich-Hertz-Institut in Berlin-Adlershof. In der Tab. I sind die wichtigsten Daten der Effekte und ihrer entsprechenden Radiobursts zusammengestellt.

Um einen Zusammenhang zwischen Ionenproduktion q , bzw. der Strahlungsintensität S der ionisierenden Strahlung zu finden, gehen wir von der Rekombinationsgleichung

$$\frac{dN}{dt} = q - \alpha N^2 \quad (11)$$

bzw. von einer effektiven Anlagerungsgleichung

$$\frac{dN}{dt} = q - \beta N \quad (12)$$

aus und setzen dabei voraus, daß vertikaler Ladungs- oder Massetransport innerhalb der unteren Ionosphäre ausgeschlossen sein soll. α ist ein effektiver Rekombinationskoeffizient, β ist ein effektiver Anlagerungskoeffizient. Infolge unserer Beschränkung auf Radiobursts vom Typ 2 ist der zeitliche Verlauf von q , den wir proportional zu S setzen,

$$q = q_0 (1 + f_m e^{-\gamma t}); \quad (t \geq 0) \quad (13)$$

q_0 ist die normale Ionenproduktion, die im Verlaufe des Effekts als konstant angesehen wird. Weiter setzen wir voraus, daß die relative maximale Zunahme f_m unabhängig von der Höhe ist. Das Gleiche gilt für den konstanten Abklingkoeffizienten.

Für die Elektronendichte N machen wir den Ansatz

$$N = N_0 (1 + \Delta) \quad (14)$$

N_0 ist unser Profil Gl.4 und wird ebenfalls als konstant im Verlaufe des Effekts betrachtet. Die relative Zunahme Δ läßt sich für jede Höhenänderung $\Delta h'$ aus der Abb.1 bestimmen. Abb. 5 zeigt Δ als Funktion von $\Delta h'$ für einige Werte von $\cos \chi$.

Mit Hilfe der Ansätze Gl.13 und Gl.14 wird aus den Gl.11 und 12

$$\frac{d\Delta}{dT} = f_m e^{-\Gamma T} - 2\Delta - \Delta^2; \quad \alpha N_0 t = T \quad (15)$$

$\frac{\gamma}{\alpha N_0} = \Gamma$

bzw.

$$\frac{d\Delta}{dT} = f_m e^{-\Gamma T} - \Delta; \quad \beta t = T \quad (16)$$

$\frac{\gamma}{\beta} = \Gamma$

Gl.16 läßt sich sofort integrieren. Man erhält als Lösung

Tabelle I

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Nr.	Datum	Beginn GMT	$\cos \lambda$	$\Delta h'_m$ km	t_m min	t'_m min	$\beta_{70} \text{ s}^{-1}$	$\gamma \text{ s}^{-1}$
1	10. 4.59.	10.39	0,69	9,4	8	< 1	-	-
2	14. 4.59.	12.23	0,74	5,5	4	< 1	$2,58 \cdot 10^{-3}$	$4,17 \cdot 10^{-3}$
3	27. 4.59.	8.56	0,66	7,7	3	< 1	2,60	5,55
4	12. 5.59.	10.13	0,80	4,3	8	5	1,42	2,08
5	7. 6.59.	8.08	0,67	4,1	4	2	2,74	4,17
6	5.12.59.	10.03	0,22	11,0	5	< 1	-	-
7	28. 3.60.	15.09	0,41	4,5	3	1	9,75	8,33
8	6. 4.60.	11.33	0,69	5,8	3	1	2,38	6,67
9	14. 7.60.	10.57	0,85	6,3	5	< 1	1,45	8,33
10	15.10.60.	11.12	0,48	3,1	9	6	2,45	1,85
11	27.10.60.	11.06	0,41	5,3	4	1	4,90	4,77
12	15. 6.61.	16.41	0,42	2,0	8	9	2,92	1,47
13	24. 2.62.	10.31	0,43	4,2	5	2	5,22	4,17
14	13. 4.62.	8.49	0,31	12,2	10	< 1	-	-
15	1. 5.62.	6.42	0,40	5,0	6	2	2,80	2,78
Mittel:				6,0	5,7		$3,43 \cdot 10^{-3}$	$4,53 \cdot 10^{-3}$

Daten der 15 ausgewählten Sonneneruptionseffekte.

Spalte 2 bis 6 geben Datum, Uhrzeit, Zenitdistanz und gemessene maximale Werte $\Delta h'_m$ und t_m an. Die Werte der Spalte 8 bis 10 sind mit Hilfe des Anlagerungsgesetzes und des Ein-Schicht-Modells berechnet worden. Die Zeit t'_m in Spalte 7 hätte höchstens gemessen werden dürfen, wenn das Rekombinationsgesetz beim Ein-Schicht-Modell gelten soll. Die Werte der Spalte 11 bis 14 sind mit Hilfe der Rekombinationsgleichung und des Zwei-Schicht-Modells bestimmt worden. Spalte 15 und 16 geben die maximale relative Zunahme der Radioburststrahlung bei 3,2 cm und 10 cm an. Die Klammerwerte der Spalte 16 beziehen sich auf 20 cm. In Spalte 17 steht die Zeit des Maximums der gemessenen geomagnetischen SFE. Die eingeklammerten Werte sind unsicher.

10	11	12	13	14	15	16	17
δ_m	$(\alpha N_o)_{70}$ s^{-1}	α_{70} $s^{-1} cm^3$	δ_k s^{-1}	δ_{mk}	$(\Delta S/S_o)_m$ 3,2 10		t_m (SFE) min
-	-	-	-	-	0,66	1,04	-
163	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$11,7 \cdot 10^{-6}$	$2,92 \cdot 10^{-3}$	15,9	0,84	0,49	-
1790	2,2	6,7	13,33	133	1,05	-	3
45	2,0	6,7	1,57	5,9	0,08	-	-
42	3,0	10,0	4,67	7,2	0,12	0,64	(7)
-	-	-	-	-	0,53	0,36	-
95	3,8	11,7	5,83	9,5	0,05	-	(6)
300	4,3	13,7	3,76	15,9	2,18	1,34	5
627	1,5	5,0	5,30	42	1,15	3,42	-
17	3,2	10,0	2,67	1,8	0,14	0,30	-
216	2,3	6,7	4,33	20	0,34	0,49	(8)
56	4,2	13,3	1,88	0,8	1,04	(0,52)	-
46	3,0	10,0	3,22	6,6	0,05	-	-
-	-	-	-	-	0,35	(0,50)	-
162	1,8	6,7	2,63	14,0	0,45	(0,95)	-
293	$2,9 \cdot 10^{-4}$	$9,3 \cdot 10^{-6}$	$4,35 \cdot 10^{-3}$	22,7			

$$\frac{\Delta}{\delta_m} = \frac{1}{1 - \frac{\gamma}{\beta}} (e^{-\gamma t} - e^{-\beta t}) \quad (17)$$

Das Maximum ist zur Zeit

$$T_m = \beta t_m = \frac{1}{1 - \frac{\gamma}{\beta}} \ln \frac{\beta}{\gamma} \quad (18)$$

und hat den Wert

$$\frac{\Delta_m}{\delta_m} = \frac{\beta}{\gamma} e^{-\beta t_m} \quad (19)$$

Gl. 15 ist vom RICCATI'schen Typ und entzieht sich einer elementaren Quadratur. Eine Lösung durch eine Reihenentwicklung ist jedoch möglich (VOLLAND, 1963b). Für eine Reihe von Parametern δ_m und γ sind Lösungskurven der Gl. 15 und 16 in Abhängigkeit von T berechnet und graphisch dargestellt worden (VOLLAND, 1961). Zwei wichtige Größen sind die maximale Zunahme Δ_m / δ_m sowie die Zeit des Maximums T_m . In Abb. 6 und 7 sind Δ_m / δ_m und T_m in Abhängigkeit von γ gezeichnet worden. Mit Hilfe solcher Lösungskurven wurden nun diejenigen Werte von δ_m , γ und αN_0 bzw. β bestimmt, die, in Gl. 15 oder 16 eingesetzt, einen zeitlichen Verlauf von Δ und damit von $\Delta h'$ liefern, der mit dem entsprechenden gemessenen Verlauf übereinstimmt. Dabei wurde die exponentielle Abnahme von α und β mit der Höhe berücksichtigt.

Um in Größe und Zeit des Maximums sowie in gesamten Abklingvorgang von $\Delta h'$ übereinzustimmen, ergeben sich eindeutige Werte für δ_m , γ und αN_0 bzw. β . Dabei zeigte sich, daß insgesamt 12 von den 15 Effekten mit Hilfe eines effektiven Anlagerungsgesetzes Gl. 16 beschrieben werden können. Die Parameter sind in der Tab. I eingetragen. Dagegen gibt es mit einer Ausnahme (Nr. 12) keine Kombination der Parameter des Rekombinationsgesetzes Gl. 15, die den gesamten Verlauf dieser Kurven wiederzugeben gestattet. Um den Abklingvorgang mit Hilfe der Gl. 15 zu beschreiben, dürfte die Zeit des Maximums t_m von $\Delta h'$ höchstens die Werte der Spalte 7 in Tab. I erreichen. Diese liegen mit einer Ausnahme bedeutend unter den gemessenen Zeiten und außerhalb der Meßfehler von t_m , die etwa ± 1 min. betragen.

Es ist wichtig zu bemerken, dass aus dem Abklingvorgang allein keine Entscheidung zwischen Rekombination und Anlagerung gezogen werden kann. Nach dem Anlagerungsgesetz erfolgt der Abklingvorgang wie

$$e^{-\beta t} \quad ; \quad (\beta < \gamma)$$

Bei der Rekombination verläuft der Abklingvorgang schneller als exponentiell. Mit fortlaufender Zeit wird aber der Schwerpunkt des Eruptionseffektes in Gebiete niedrigerer Höhe geschoben. Denn der für die Rekombination wirksame Faktor $\propto N_0$ wächst mit der Höhe, da N_0 stärker zu- als α abnimmt. Die Folge ist ein dem Anlagerungsgesetz ähnlicher Abklingvorgang für $\Delta > 1$.

Die Effekte Nr. 1, 6 und 14 lassen sich weder durch ein Anlagerungs- noch durch ein Rekombinationsgesetz beschreiben. Das Anlagerungsgesetz wäre nur dann gültig, wenn die Maximalzeit von $\Delta h'$ früher erfolgt wäre als gemessen. Alle drei Effekte zeichnen sich durch eine große maximale Änderung der scheinbaren Höhe h' um mehr als 9 km aus. Wir schliessen daraus, daß unser einfaches Modell bei diesen Höhenänderungen seine Gültigkeit verliert.

Der Mittelwert von β , bezogen auf eine Höhe von $h' = 70$ km, ist $3,4 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. TAUBENHEIM (1962) fand aus Beobachtungen von SID's im Kurzwellenbereich $\beta = 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

VELTKAMP und SABBEN (1960) erhielten aus Untersuchungen des geomagnetischen SFE $\beta = 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Bei Gültigkeit des Exponentialgesetzes für β und wegen unserer Beziehung zwischen h' und z_a (Gl.9) sind diese Größen folgenden Höhen zugeordnet: (siehe Tab.II)

	SPA	SID	SFE
$\beta \text{ s}^{-1}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$
$z_a \text{ km}$	73	77	88

Tab. II

Eine Schwerpunkthöhe von etwa 90 km für den geomagnetischen SFE ist aber durchaus plausibel, da nach LUCKE (1961) der Bereich, in dem sich der Sq-Strom ausbilden kann, zwischen 85 und 140 km Höhe liegt. Durch eine Sonneneruption wird die Elektronendichte unterhalb 100 km erhöht. Das zusätzliche SFE-Stromsystem kann also nur im unteren Teil des Sq-Bereiches oberhalb etwa 85 km fließen.

Aus der Abb. 7 bzw. aus Gl. 18 folgt, daß die Zeit t_m des Maximums des SFE größer als die Maximalzeit des Längstwelleneffektes sein muß. Leider sind unseren ausgewählten Effekten nur zwei sichere SFE zugeordnet. Bei weiteren drei ist der SFE und damit natürlich die Maximalzeit fraglich. Die Zeit t_m (SFE) ist in der Spalte 17 in Tab. I eingetragen. Es hat den Anschein, als würde t_m (SFE) $>$ t_m (SPA) sein. Allerdings steht dies im Widerspruch zu Untersuchungen von ELLISON (1950), der gezeigt hat, daß t_m (SFE) im Mittel kleiner als t_m (SPA) ist.

Wie Abb. 5 zeigt, ist für eine maximale Änderung der scheinbaren Höhe um $\Delta h' = 10$ km eine relative maximale Zunahme der Elektronendichte um etwa $\Delta = 10^5$ erforderlich. In der Abb. 8 ist die relative Zunahme der Ionenproduktion δ_m aus der Tab. I in Abhängigkeit von der scheinbaren Höhenänderung $\Delta h'$ gezeichnet. Bei $\Delta h' = 10$ km ist $\delta_m = 2 \cdot 10^4$. Da die Strahlungsquelle auf der Sonne höchstens etwa 1/1000 der gesamten Sonnenscheibe bedeckt, ist eine Zunahme innerhalb der Strahlungsfläche um den Faktor 10^7 erforderlich. Zwischen den gemessenen Werten δ_m und $(\Delta S/S)_m$ der Radioburststrahlung im cm-Wellengebiet besteht kein deutlicher Zusammenhang.

3b) Zwei-Schichten-Modell

Im Abschnitt 3a war vorausgesetzt worden, daß die Eruptionsschicht eine einfache Verstärkung des normalen D-Schicht-Profils ist. Das bedeutet, daß nur eine Strahlungskomponente sowohl für die normale D-Schicht als auch für die Eruptionsschicht verantwortlich ist. Dieses Bild gibt zu verschiedenen Einwänden Anlaß. Zunächst haben FRIEDMAN und Mitarbeiter (1960) gezeigt, daß während einer Sonneneruption die für die normale D-Schicht verantwortlich gemachte $L\alpha$ -Strahlung nicht ansteigt, dafür aber Röntgenstrahlung zwischen 1 und 10 Å vorhanden ist.

Diese Röntgenstrahlung läßt sich als Bremsstrahlung des beschleunigten Elektronengases deuten und kann demnach die zusätzlich ionisierende Strahlung während der Eruption sein. 2,5 A-Röntgenstrahlung besitzt den gleichen Absorptionskoeffizienten der Luft wie $L\alpha$ -Strahlung, dringt also ebenso tief wie diese Strahlung ein (FRIEDMAN, 1960). Jedoch ist ihre Ionisationsrate wesentlich höher als die von $L\alpha$, da Röntgenstrahlung alle Luftkomponenten ionisiert, $L\alpha$ dagegen nur NO. Damit kann der hohe Anstieg der Elektronendichte während einer starken Eruption erklärt werden.

Bei Vorhandensein nur einer ionisierbaren Luftkomponente kann gezeigt werden, daß selbst bei Berücksichtigung negativer Ionen die Bilanzgleichung stets die Form einer Rekombinationsgleichung mit einem effektiven Rekombinationskoeffizienten besitzt (VOLLAND, 1963 b). Die im Abschnitt 3a angesetzte Anlagerungsgleichung (Gl.12) entbehrt daher einer physikalischen Begründung.

Falls das zuletzt beschriebene Bild von zwei verschiedenen Strahlungskomponenten während einer Sonneneruption gültig ist, kann das System folgendermaßen geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1^+}{dt} &= q_1 - \alpha_1 N_1^+ N \\ \frac{dN_2^+}{dt} &= q_2 - \alpha_2 N_2^+ N \end{aligned} \tag{20}$$

Hier sind N_1^+ und N_2^+ die Ionendichten der zwei Luftkomponenten 1 und 2, die durch die normale Strahlung (1) bzw. durch die Eruptionsstrahlung (2) erzeugt werden. q_1 und q_2 sind die entsprechenden Ionenproduktionen und α_1 und α_2 die effektiven Rekombinationskoeffizienten. Wir setzen wieder voraus, daß vertikaler Ladungs- und Massetransport vernachlässigbar sind und daß q_1 konstant ist. Das Verhältnis von negativen Ionen- zur Elektronenkonzentration sei ebenfalls konstant, und es gelte

$$(1 + \lambda) N = N_1^+ + N_2^+ \tag{21}$$

Vor Beginn des Effektes existiere photochemisches Gleichgewicht:

$$q_1 = \alpha_1 N_1^+ N = \alpha_1 (1 + \lambda) N^2 \tag{22}$$

($N = \text{konstant}$)

Beide Gl.20 addiert ergibt

$$\frac{d(N_1^+ + N_2^+)}{dt} = q_1 + q_2 - (\alpha_1 N_1^+ + \alpha_2 N_2^+) N. \quad (23)$$

Falls $\alpha_1 = \alpha_2$ ist, wird daraus

$$\frac{dN}{dt} = \frac{q_1}{1+\lambda} \left(1 + \frac{q_2}{q_1}\right) - \alpha_1 N^2 \quad (24)$$

Mit dem Ansatz

$$N = \bar{N} (1 + \Delta)$$

$$\frac{q_2}{q_1} = \int_{mk} e^{-\gamma t} f(z)$$

erhalten wir
$$\frac{d\Delta}{dT} = \int_{mk} e^{-\Gamma T} f(h.t) - 2\Delta - \Delta^2 ;$$

$$T = \alpha_1 \bar{N} t \quad (25)$$

$$\Gamma = \delta / \alpha_1 \bar{N}$$

in Übereinstimmung mit Gl. 15 bis auf den Faktor f , der die verschiedene Eindringtiefe der Strahlungskomponenten berücksichtigt.

Für $\alpha_1 \neq \alpha_2$ lassen sich die Lösungskurven von Δ des Gleichungssystems Gl. 20 durch die Lösungen einer Rekombinationsgleichung der Form Gl.25 genügend genau annähern, wobei natürlich in diesem Fall \int_{mk} und $\delta / \alpha_1 \bar{N}$ nun effektive Werte sind, die von α_2 / α_1 und den tatsächlichen Werten von δ_{mk} und $\delta / \alpha_1 \bar{N}$ abhängen.

Im Abschn. 3a war bereits festgestellt worden, daß es für $f = 1$ (einfache Verstärkung der Schicht) keine Übereinstimmung zwischen Lösungen der Gl.15 und den gemessenen Daten von $\Delta h'$ gibt. Das Gleiche gilt für $f < 1$.

Wir versuchen deshalb, eine Lösung von Gl.25 für $f > 1$ zu finden. $f > 1$ bedeutet aber, daß die Eindringtiefe der Eruptionstrahlung größer als die der normalen Strahlung ist. Die Eruptionsschicht bildet sich demnach unterhalb der normalen Schicht. Zum Zwecke einer Abschätzung gehen wir davon aus, daß beide q ein CHAPMAN-Verhalten mit gleicher Skalenhöhe H besitzen. Die Höhe des Maximums von q_2 liege aber um den Betrag einer Skalenhöhe $H=8$ km tiefer als das Maximum von q_1 .

Dann ist

$$\frac{q_2}{q_1} = \delta_{mk} e^{-\gamma t} e^{\frac{z_m - z}{H}} (1 - 1/e) - 1 = \delta_{mk} e^{-\gamma t} f(z) \quad (26)$$

$\delta_{mk} = q_{2m}/q_{1m}$ ist die relative maximale Zunahme der maximalen Ionenproduktion. z_m und H sowie $\bar{N} = N_0$ sind die Daten unseres ursprünglichen Modells der normalen D-Schicht (Gl.4). In Abb.5 ist f als Funktion von h' für $\cos \chi = 0,6$ gestrichelt gezeichnet.

Mit Hilfe der Gl.25 in Verbindung mit Gl.26 ist nun der Vergleich mit den gemessenen Werten von $\Delta h'$ wiederholt worden. Hierbei stellte sich heraus, daß diesmal alle 12 Effekte durch die Rekombinationsgleichung Gl.25 beschrieben werden können. In der Abb.2 und 3 sind die theoretischen Kurven gestrichelt eingetragen. Die Parameter der Gl. 25 sind in der Tab. I in Spalte 11 bis 14 zusammengestellt. Die drei starken Effekte Nr. 1, 6 bis 14 entziehen sich auch in diesem Falle einer theoretischen Interpretation.

δ_{mk} ist als Funktion von $\Delta h'$ in Abb.8 eingetragen. Wir erkennen, daß diesmal die relative maximale Zunahme der Strahlung um den Faktor 10 gegenüber dem Ein-Schicht-Modell reduziert ist. Für mittlere Effekte ($\Delta h' < 5$ km) wird der Wert $\delta_{mk} = 10$ nicht überschritten. In den Abb. 2 und 3 ist der Verlauf von $e^{-\gamma t}$ (aus Tab.I, Spalte 13) für $t > 0$ gestrichelt über dem Verlauf der 3,2 cm Radioburststrahlung eingetragen. Wir sehen, daß die Dauer der aus dem Längstwelleneruptionseffekt berechneten ionisierenden Strahlung 2 bis 3 mal größer als die Dauer der 3,2 cm-Radioburststrahlung ist.

Der mittlere Wert von $\alpha_1 \bar{N}$ bei einer Höhe $h' = 70$ km ($h = 73$ km) ist $2,9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Der mittlere Wert von α_1 in der gleichen Höhe ist $9 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^3$. Er ist um den Faktor 10 größer als der Wert von

MITRA und JONES (1954). Dabei muss allerdings berücksichtigt werden, daß zur Bestimmung von α_1 die Kenntnis von \bar{N} vorausgesetzt ist und dass infolge unserer willkürlichen Annahmen über $f(z)$ und α_2/α_1 der Wert $\alpha_1\bar{N}$ selbst nur ein effektiver Wert ist.

APPLETON und PIGGOTT (1954) fanden aus Kurzwellen-Absorptionsmessungen $\alpha_1 N_0 = 3,7 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ in ziemlicher Übereinstimmung mit dem obigen Wert. Diese Übereinstimmung sowie die Übereinstimmung mit dem Wert von TAUBENHEIM (1961) weisen darauf hin, dass die exzessive Absorption im gleichen Niveau wie die Reflexion der Längstwellen stattfinden muß.

Obgleich das Zwei-Schichten-Modell natürlich nur eine qualitative Aussage liefert, läßt sich doch sagen, dass die eigentliche unbekannt und postulierte Größe $f(z)$ sich sicherlich nur im Grad des Anstiegs, nicht aber im Charakter von unserer Funktion Gl.26 unterscheidet. Damit bleiben die wesentlichen Aussagen des Abschnitts 3b, insbesondere die Zulassung einer Rekombinationsgleichung, gültig. Lediglich die absoluten Werte von δ_{mk} , $\alpha_1\bar{N}$ und γ bleiben unsicher. Die Größe δ_{mk} ist sehr empfindlich gegenüber einer Änderung von $f(z)$, wie Abb.8 zeigt. Falls nun die Härte der ionisierenden Strahlung von Eruption zu Eruption verschieden ist (das wird durch die Variation des Spektrums der Radioburststrahlung im cm- und dm-Gebiet nahegelegt, (HACHENBERG, 1958)), bedeutet das eine verschieden große Eindringtiefe der Strahlung und damit eine Änderung von $f(z)$ von Effekt zu Effekt. Das dürfte der Grund für die fehlende positive Korrelation zwischen δ_{mk} und $(\Delta S/S)_m$ der Radiobursts sein.

Das sporadische Auftreten der geomagnetischen SFE's während einer Sonneneruption läßt sich dadurch erklären, daß diese nur dann auftauchen, falls die Gebiete oberhalb von 85 km eine merkliche zusätzliche Ionisation erleiden. Das ist bei sehr starker Intensität der Röntgenstrahlung oder bei relativ weicher Strahlung, also geringer Eindringtiefe, der Fall.

Herrn Dr. Fürstenberg danke ich sehr für die Überlassung von Kopien der Originalregistrierung der 3,2- und 10- cm-Radioburststrahlung des Heinrich-Hertz-Instituts in Berlin-Adlershof.

Literatur:

APPLETON, E. und PIGGOTT, W.R.	1954	J. Atmosph. Terr. Phys.	<u>5</u> , 141
BECKER, W. und DIEMINGER, W.	1950	Z. Naturforsch.	<u>5a</u> , 308
BERKNER, L.V. und WELLS, H.W.	1937	Terr. Magn. Atm. Electr.	<u>42</u> , 301
BRACEWELL, R.N. und STRAKER, T.W.	1949	Monthly Not. Roy. Astron. Soc.	<u>109</u> , 28
Bowhill, S.A.	1961	J. Atmosph. Terr. Phys.	<u>20</u> , 19
BUREAU, R.	1950	Proc. Phys. Soc. B	<u>63</u> , 122
COVINGTON, A.E.	1951	J. Res. Astron. Soc. Canada	<u>45</u> , 49
ELLISON, M.A.	1950	Publ. Roy. Observ. Edinburgh	<u>1</u> , 53
FRIEDMAN, H.	1960	"Physics of the upper atmosphere (ed: J.R. RATCLIFFE), Academic press, New York and London, p. 198 f.f.	
HACHENBERG, O.	1958	Z. Astrophys.	<u>46</u> , 67
HACHENBERG, O. und KRÜGER, A.	1959	J. Atmosph. Terr. Phys.	<u>17</u> , 20
LUCKE, O.	1961	Kleinheubacher Tagungsberichte, p. 163	
MC NISH, A.G.	1937	Terr. Magn. Atmosph. Electr.	<u>42</u> , 109
MITRA, A.P. und Jones, R.E.	1954	J. Geophys. Res.	<u>59</u> , 391
NICOLET, M.	1959	Proc. IRE	<u>47</u> , 142
TAUBENHEIM, J.	1957	J. Atmosph. Terr. Phys.	<u>11</u> , 14
TAUBENHEIM, J.	1962	J. Atmosph. Terr. Phys.	<u>24</u> , 191
VELDKAMP, J. und VAN SABBEN, D.	1960	J. Atmosph. Terr. Phys.	<u>18</u> , 192
VOLLAND, H.	1959	Arch. elektr. Übertr.	<u>13</u> , 443
VOLLAND, H.	1961	Techn. Bericht Nr. 49; Heinrich-Hertz-Institut, Berlin-Charlottenburg	
VOLLAND, H.	1963a	Techn. Bericht Nr. 67; Heinrich-Hertz-Institut, Berlin-Charlottenburg	
VOLLAND, H.	1963b	Arch. elektr. Übertr.	<u>17</u> , 479
VOLLAND, H.	1964a	Arch. elektr. Übertr.	<u>18</u> , 195
VOLLAND, H.	1964b	Radio Science	<u>68</u> D, 227

Abbildungsunterschriften

- Abb. 1 Elektronendichteprofil N und Stoßzahlprofil ν der tiefen Ionosphäre.
- Abb. 2 Ausschnitt aus einer Registrierung der Feldstärke des Senders GBR (16 kHz) in Berlin während einer Sonneneruption. Die obere Kurve ist die Amplitude, die untere Kurve ist die Phase der Vertikalkomponenten der elektrischen Feldstärke. Die strichpunktierte Linie gibt den wahrscheinlichen ungestörten Verlauf an.
- Abb. 3 Beispiele von gemessenen Sonneneruptionseffekten auf 16 kHz. Die Punkte sind scheinbare Reflexionshöhenänderungen, er-
- Abb. 4 mittelt aus den Phasenregistrierungen der Feldstärke von GBR, in Abhängigkeit von der Zeit seit Beginn der Sonneneruption. Die ausgezogenen und gestrichelten Linien in den unteren Abbildungen sind mit Hilfe eines Anlagerungs- bzw. Rekombinationsgesetzes berechnet worden. Die oberen Abbildungen zeigen den Verlauf der entsprechenden Radioburststrahlung auf 3,2 cm, registriert in Berlin-Adlershof. Die gestrichelten Linien geben den theoretisch bestimmten Verlauf der Ionenproduktion an.
- Abb. 5 Ausgezogene Linien: Relative maximale Zunahme der Elektronendichte $\Delta = \Delta N/N_0$ in Abhängigkeit von $\Delta h'$ für verschiedene Werte der Zenitdistanz χ .
Gestrichelte Linie: Verstärkungsfaktor f des Zwei-Schichten-Modells für $\cos \chi = 0,6$.
- Abb. 6 Ausgezogen: Normierte Maximalamplitude Δ_m / δ_m in Abhängigkeit von $\Gamma = \chi / \alpha N_0$ mit δ_m als Parameter, berechnet aus der Rekombinationsgleichung 15.
Gestrichelt: Δ_m / δ_m in Abhängigkeit von $\Gamma = \chi / \beta$, berechnet aus der Anlagerungsgleichung 16.
- Abb. 7 Ausgezogen: Maximalzeit $T_m = \alpha N_0 t_m$ in Abhängigkeit von $\Gamma = \chi / \alpha N_0$ mit δ_m als Parameter, berechnet aus der Gl. 15.
Gestrichelt: $T_m = \beta t_m$ in Abhängigkeit von $\Gamma = \chi / \beta$, berechnet aus der Gl. 16.

Abbildungsunterschriften (Fortsetzung)

Abb.8 Relative maximale Zunahme der Ionenproduktion des Ein-Schicht-Modells (Kreuze) und des Zwei-Schichten-Modells (Kreise) in Abhängigkeit von der Änderung der scheinbaren Reflexionshöhe $\Delta h'$.

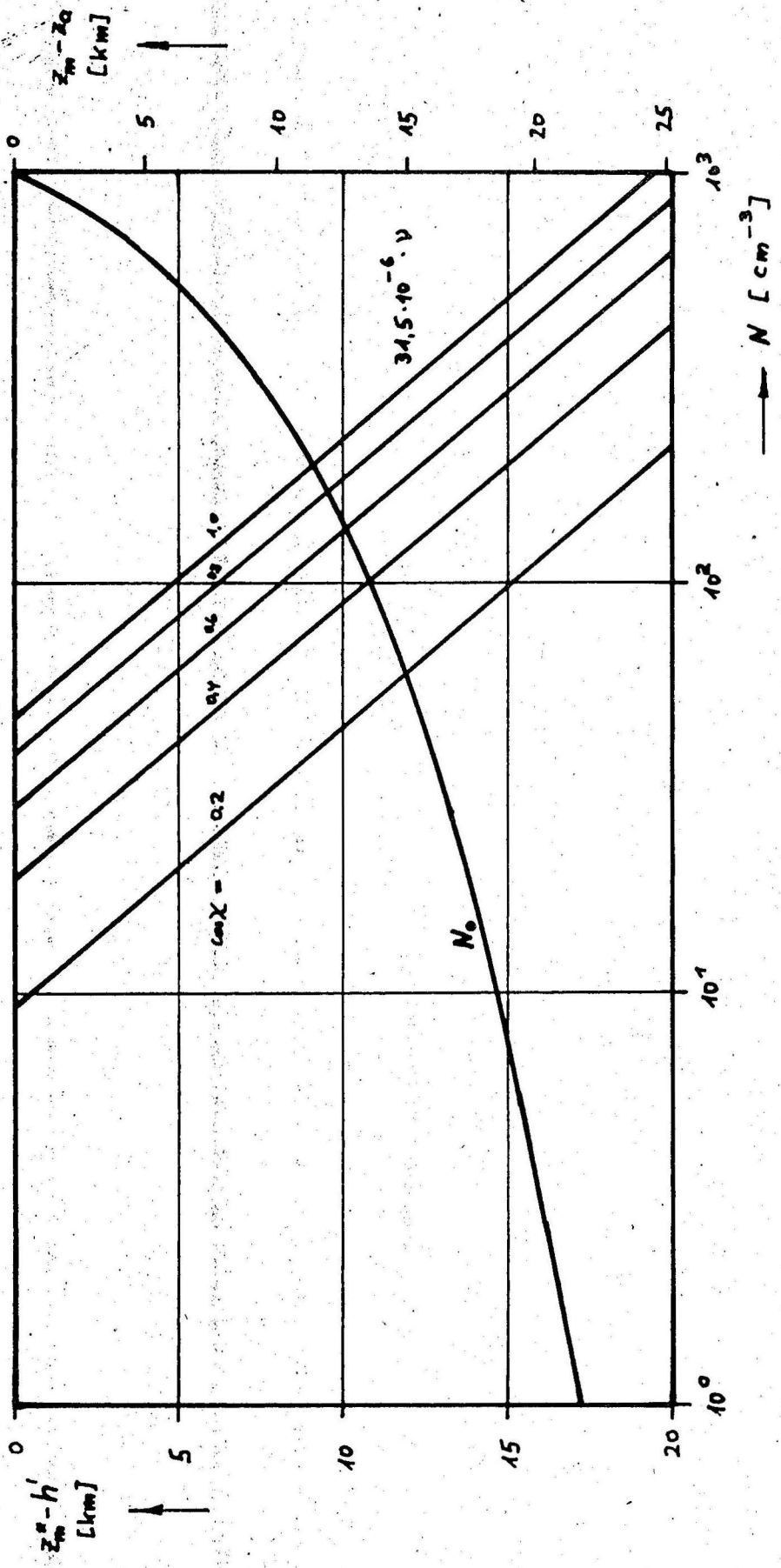


Abb. 1

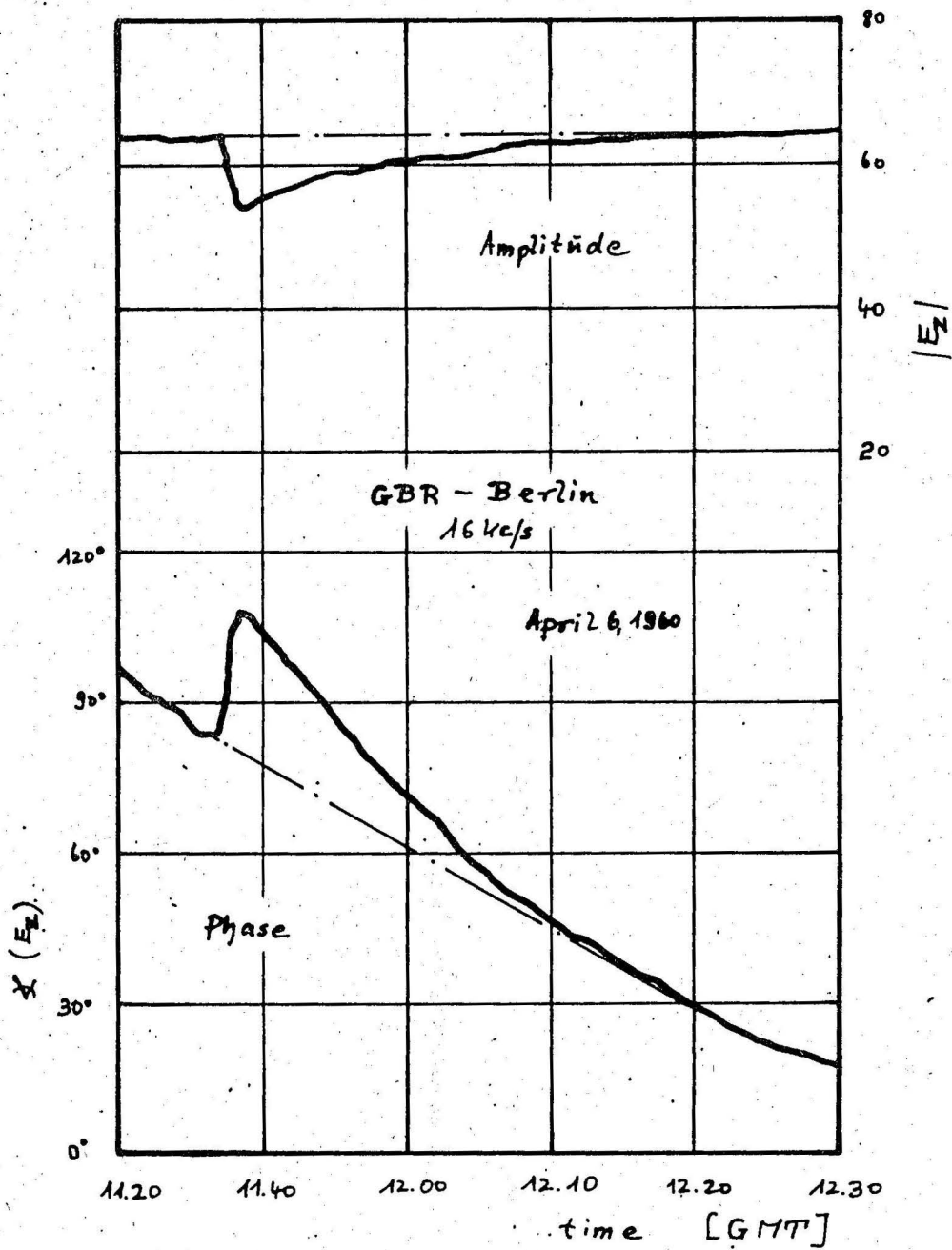


Abb. 2

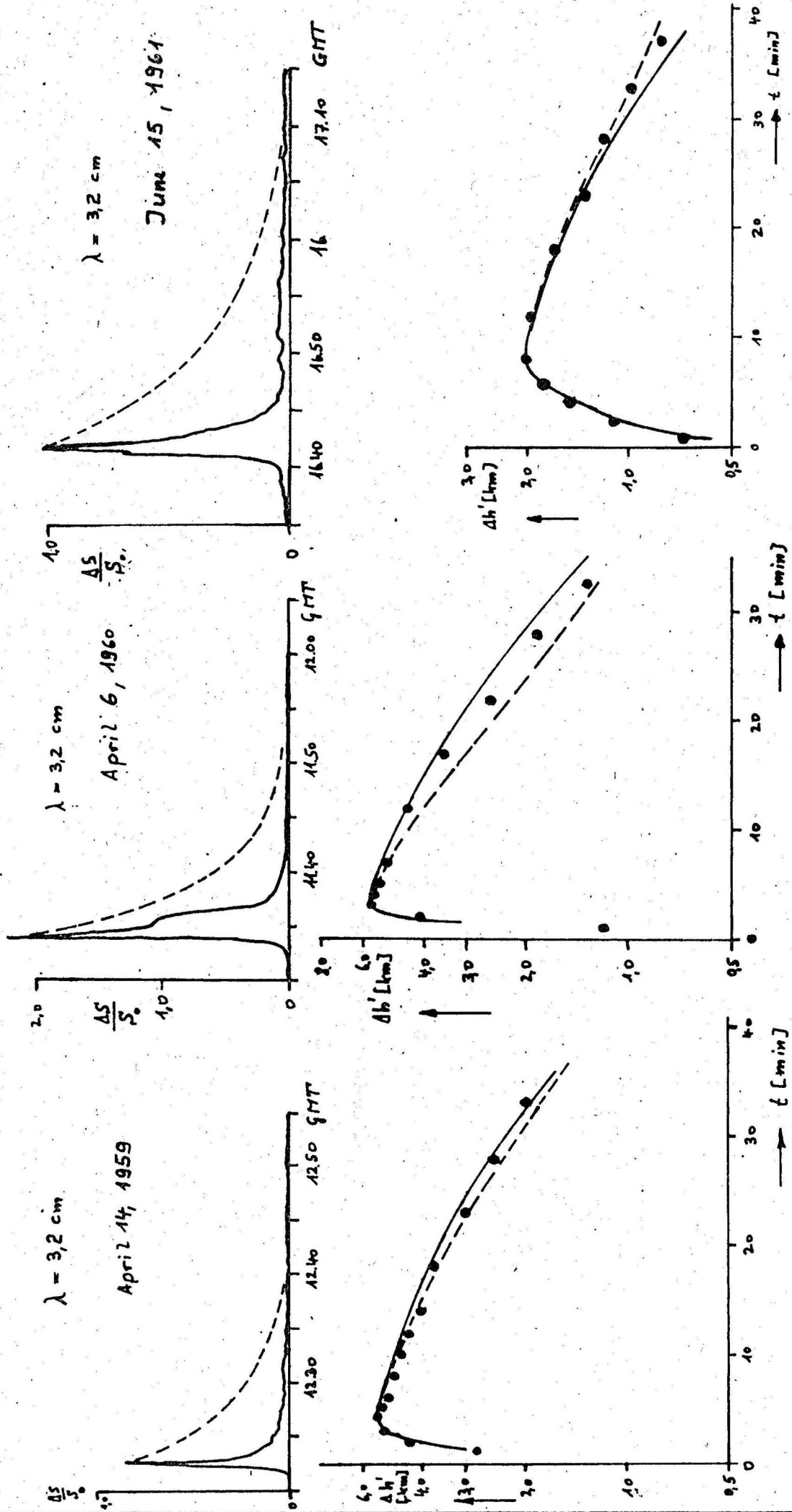
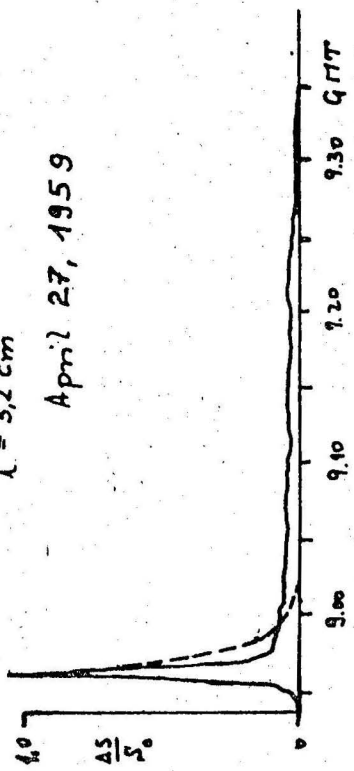


Abb. 3

$\lambda = 3,2 \text{ cm}$
April 27, 1959



$\lambda = 3,2 \text{ cm}$
June 14, 1960

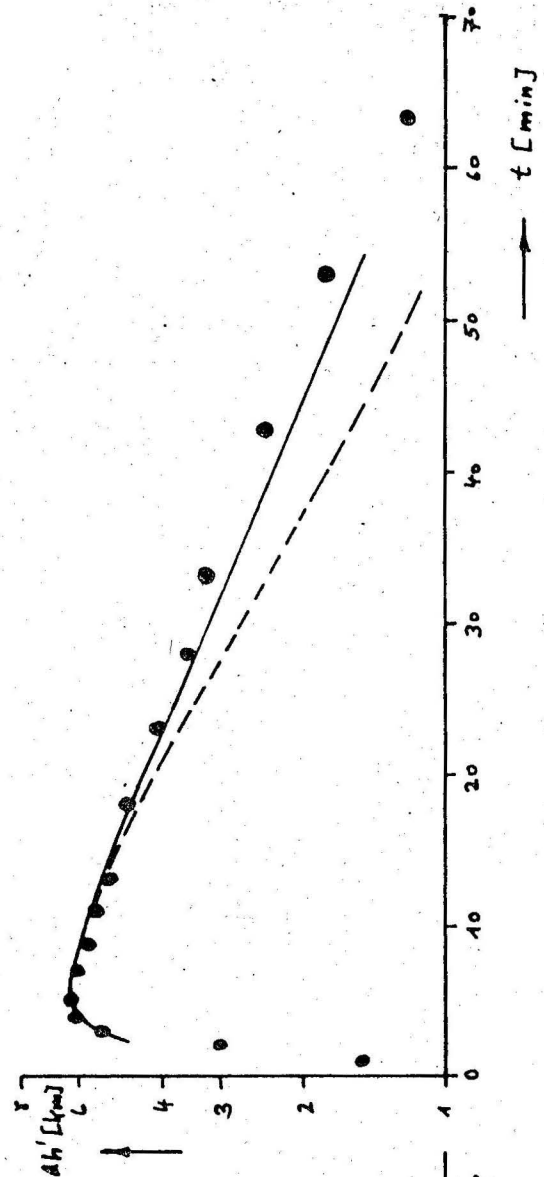
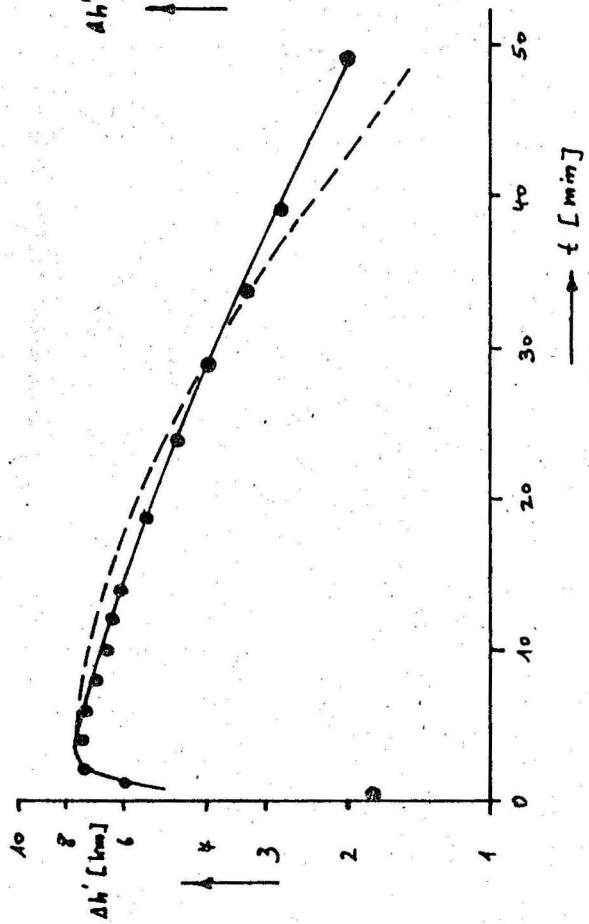
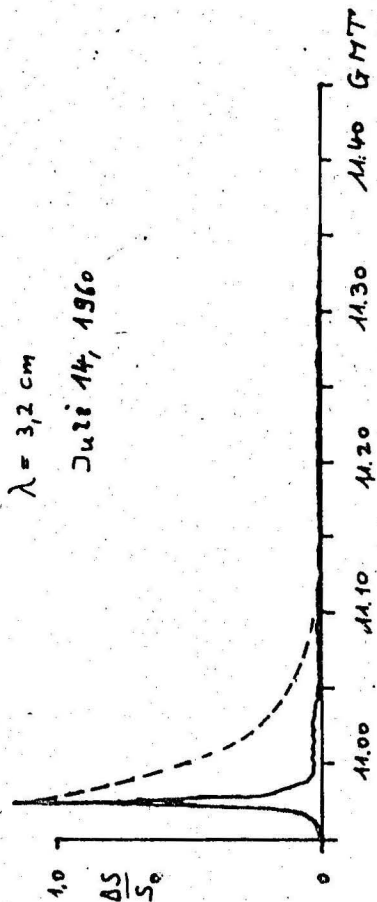


Abb-4

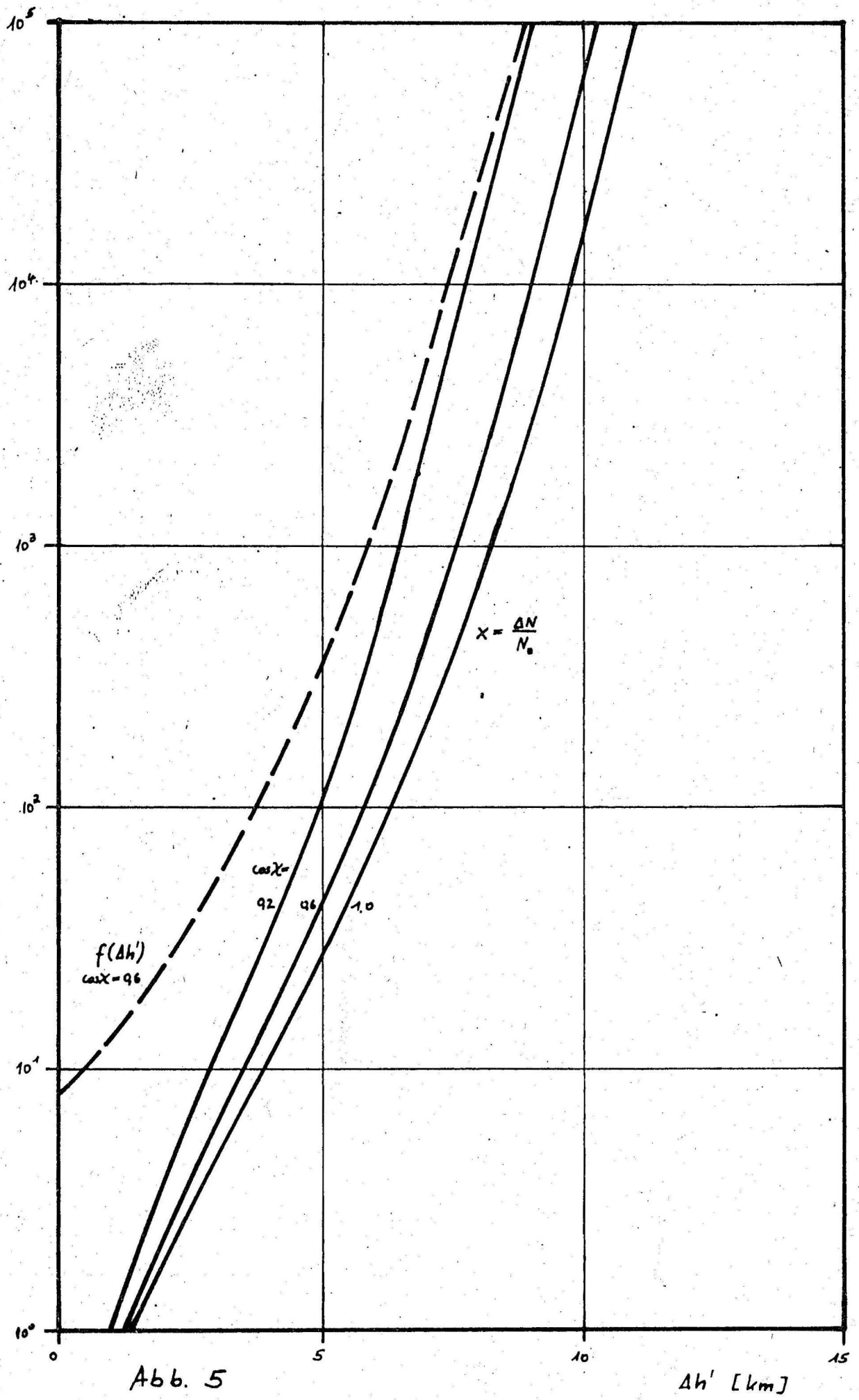


Abb. 5

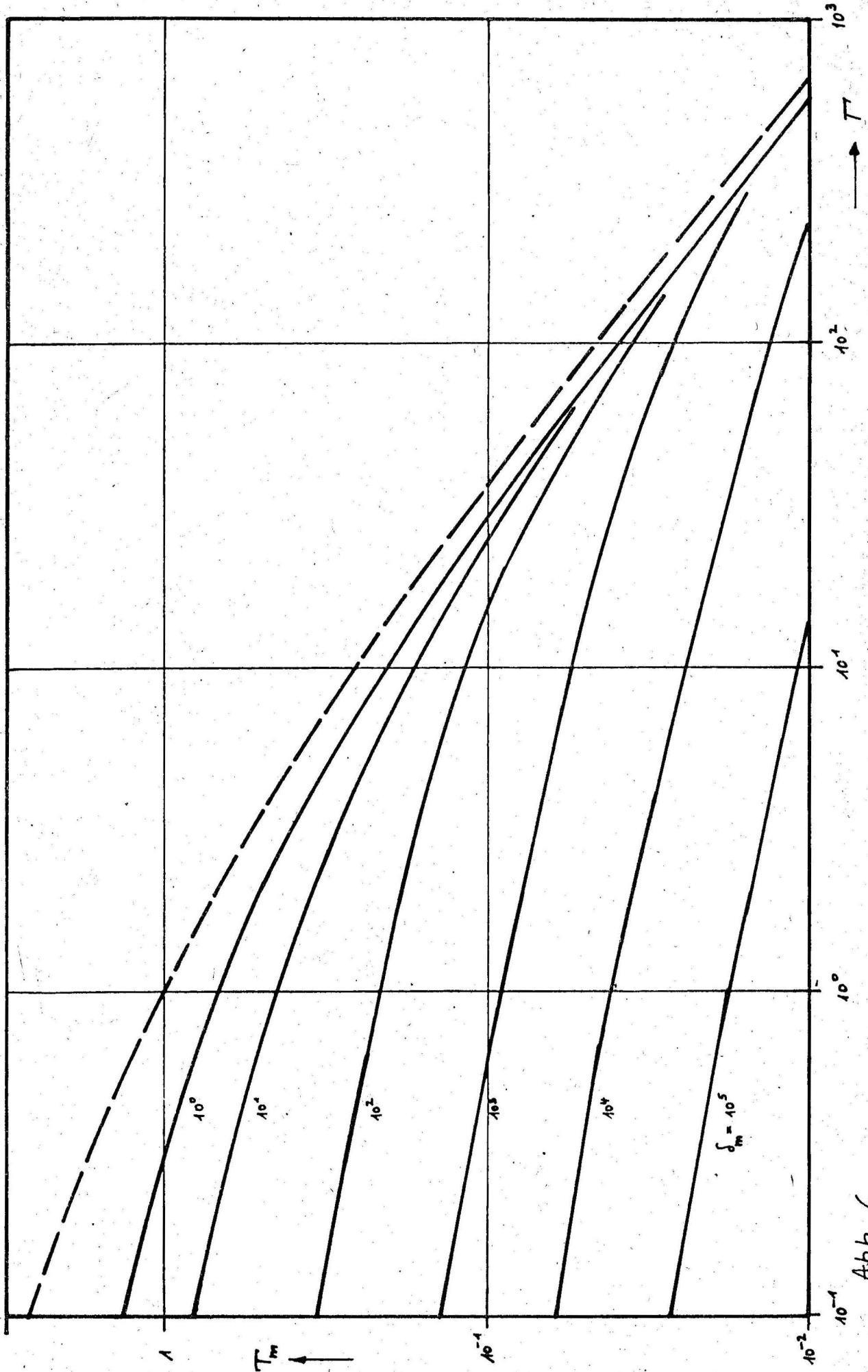


Abb. 6

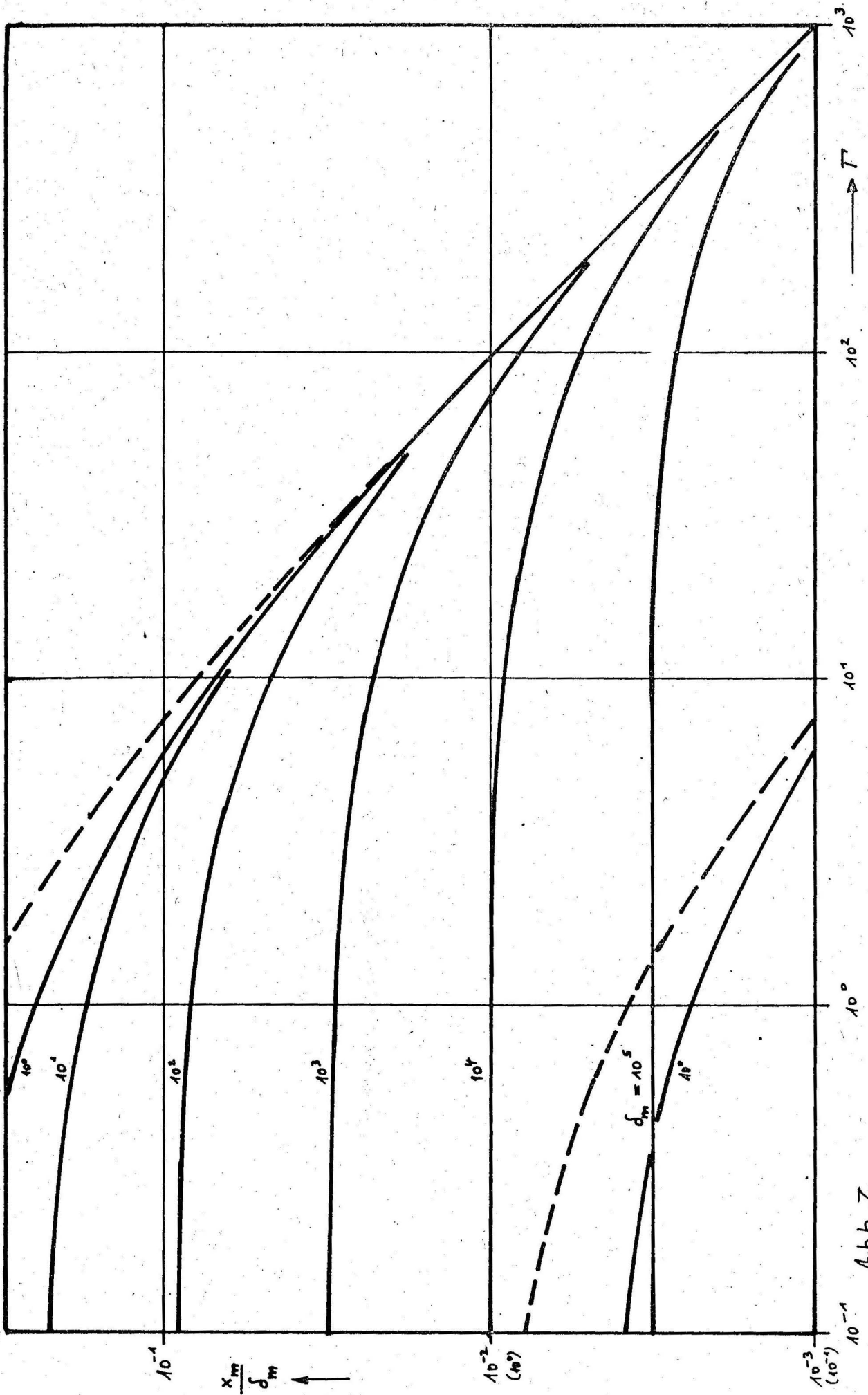


Abb. 7

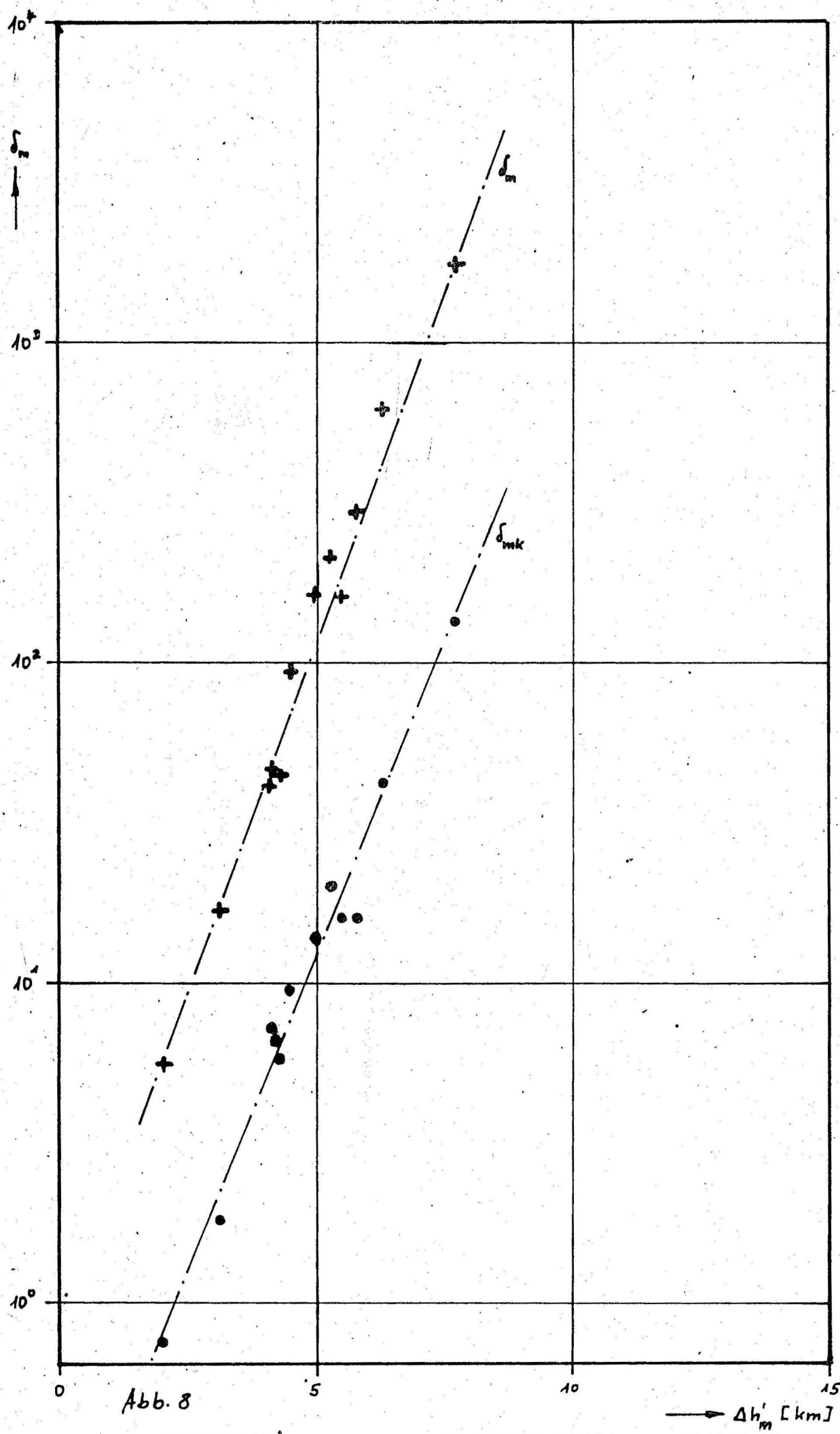


Abb. 8

$\Delta h'_m$ [km]

