

Kern in eine zum Äquator gerichtete Bewegung. Infolge der Ablenkung im rotierenden Koordinatensystem strömen die äquatorfernen Gase entgegen der Rotationsrichtung und verursachen in höheren Breiten die gegenüber dem Äquator verlangsame Drehgeschwindigkeit. In den höheren Schichten, über der Photosphäre, müßte, da hier die Gasmassen polwärts strömen, der entgegengesetzte Fall eintreten; infolge der Ablenkung müßten die äquatorfernen Gasmassen mit vermehrter Rotationsgeschwindigkeit vorausilen. Aber die starke turbulente Reibung

zwingt sie, sich fast vollständig dem Bewegungszustand der unteren Schichten anzupassen. Sie eilen gegenüber diesen nur ein wenig voraus, und daher ist die Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit mit der Breite in größeren Höhen etwas langsamer als in und unterhalb der Photosphäre. Dieses Bild, welches die wichtigsten Beobachtungstatsachen erklärt, könnte als Grundlage dienen, um die Strömungen in der Sonnenatmosphäre mechanisch zu deuten.

Hrn. Prof. Schoenberg bin ich für Anregung und Ratschläge zu dieser Arbeit zu größtem Dank verpflichtet.

## Der wirksame, mittägliche Rekombinationskoeffizient der $F_2$ -Schicht berechnet aus deren Grenzfrequenzverlauf während des Mögel-Dellinger-Effektes am 19. Nov. 1949

Von WALTER BECKER und WALTER DIEMINGER

Aus dem Institut für Ionosphärenforschung in der Max-Planck-Gesellschaft, Lindau (Harz)

(Z. Naturforschg. 5 a, 308—311 [1950]; eingegangen am 28. April 1950)

Als wirksamer mittäglicher Rekombinationskoeffizient wurde aus der Ionisationszunahme in der  $F_2$ -Schicht während des Mögel-Dellinger-Effektes am 19. Nov. der Wert  $\alpha_{\text{eff}} F_2 = 1,9 \cdot 10^{-10}$  errechnet. Dieser Wert ist ein Grenzwert; der tatsächliche kann nur größer sein, aber nicht kleiner. Er ist von derselben Größenordnung wie die in der Literatur angegebenen, nächtlichen Werte. Die Trägerproduktion in der  $F_2$ -Schicht war im Beginn des Mögel-Dellinger-Effektes doppelt so groß wie die normale Ionisierung.

**A**m 19. November zwischen 11.30 und 13.00 Uhr (alle Zeiten in dieser Arbeit werden in MEZ angegeben) fand ein Mögel-Dellinger-Effekt\* statt; er unterschied sich von allen bisher von uns beobachteten und uns aus der Literatur bekannten Mögel-Dellinger-Effekten<sup>2,3</sup> durch eine plötzliche, starke Zunahme der Grenzfrequenz aller beobachteten Schichten, nämlich der  $E_1$ -,  $E_2$ - und  $F_2$ -Schicht. Nach der Störung kehrte die Grenzfrequenz in allen Schichten wieder auf ihren Normalwert zurück. Unter bestimmten Voraussetzungen kann man aus dem zeitlichen Ablauf dieses Vorganges auf den wirksamen Rekombinationskoeffizienten der einzelnen Schichten

schließen. Diese Voraussetzungen werden in dem vorliegenden Beispiel am besten von den Vorgängen in der  $F_2$ -Schicht erfüllt. Darum kann der mittägliche Wert des wirksamen Rekombinationskoeffizienten nur für diese Schicht berechnet werden; für die Werte der anderen Schichten ist nur eine Abschätzung möglich.

### Berechnung des Rekombinationskoeffizienten

In Abb. 1 ist der Verlauf der ordentlichen Grenzfrequenz einer jeden Schicht in Abhängigkeit von der Tageszeit aufgetragen. Die Kurve  $f_d$  gibt die jeweils niedrigste Frequenz an, bei der wir mit unserer Apparatur noch Echos aus der Ionosphäre erhalten haben.

Unsere Beobachtungen werden normalerweise jede volle und jede halbe Stunde durchgeführt. Wegen des M.-D.-Effektes wurde jedoch um 11.47 Uhr eine zusätzliche Aufnahme gemacht. Bei diesen Aufnahmen wird der Frequenzbereich von 1—16 MHz in 8 Min. durchlaufen, und zwar werden die einzelnen Frequenzen 2; 4; 8; 11,3 MHz jeweils nach 2; 4;

\* Über die gleichzeitige Zunahme der Höhenstrahlung und weitere Einzelheiten vgl.<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> R. Müller, O. Augustin u. W. Menzel, A. Ehmann, H. Salow, A. Sittkus, W. Dieminger u. K. H. Geisweid, J. Bartels, J. Atmospheric Terrestrial Physics 1 [1950] (im Druck).

<sup>2</sup> L. V. Berkner u. H. W. Wells, Terr. Magn. 42, 183 [1937].

<sup>3</sup> B. Beckmann, Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen, Bd. 2, S. 208, Akad. Verlagsges. Geest und Portig K.G., Leipzig 1948.



6; 7 Min. nach Beginn der Aufnahme ausgestrahlt (logarithmische Frequenzänderung). Dementsprechend sind die Meßwerte in Abb. 1 eingetragen.

Die Frequenz  $f_d$ , die üblicherweise als ein Maß für die Dämpfung und damit für die Ionisation in der D-Schicht gedeutet wird, steigt von 1,4 MHz um 11.01 Uhr auf 8,7 MHz um 11.36 Uhr an. Der An-

frequenz ohne die Störung ist in Abb. 1 punktiert eingetragen, und zwar wurden für die E<sub>1</sub>- und die E<sub>2</sub>-Schicht die Werte des ungestörten Vortages benutzt \*\* und für die F<sub>2</sub>-Schicht die Kurve plausibel interpoliert.

Die Voraussetzungen zur Berechnung des Rekombinationskoeffizienten aus dem Verlauf der Grenzfrequenz ( $f^0 F_2$ ) und damit der maximalen Elektronenkonzentration in der F<sub>2</sub>-Schicht sind nun:

1. Der punktiert eingezeichnete Verlauf soll zu Recht bestehen. Der Verlauf der übrigen Kurve verleiht dieser Annahme zumindest einen hohen Grad von Wahrscheinlichkeit.

2. Das Schichtmaximum der F<sub>2</sub>-Schicht soll sich infolge der zusätzlichen Ionisierung ( $\Delta J$ ) der Störung weder nach oben noch nach unten verschieben.

Diese Annahme stimmt mit den Beobachtungen überein. Nimmt man nämlich mit Booker<sup>4</sup> eine parabolische Verteilung der Elektronenkonzentration in der F<sub>2</sub>-Schicht an, dann ist die scheinbare Reflexionshöhe der ordentlichen Signale bei  $0,84 \cdot f^0 F_2$  gleich der wahren Höhe des Schichtmaximums. Die so erhaltenen, wahren Höhen des Schichtmaximums der F<sub>2</sub>-Schicht lagen am 19. November zwischen 10.00 und 15.00 Uhr immer bei 300 km. Die geringen Schwankungen lagen innerhalb der Meßgenauigkeit.

3. Von evtl. Elektronenkonzentrationsänderungen durch Temperaturänderungen, welche allein durch die Störung verursacht wurden, soll abgesehen werden. Diese Annahme ist berechtigt, da sich im gleichen Zeitraum die sog. Gouba-Höhe<sup>5</sup>, ein relativ empfindliches Kriterium für den Schichtaufbau, kaum geändert hat.

Nach diesen Annahmen erlaubt Gl. (1) die zeitliche Änderung der Elektronenkonzentration ( $N$ ) in einem und demselben Volumelement von  $1 \text{ cm}^3$  des Schichtmaximums, d. h. im Schichtmaximum schlechthin, zu beschreiben:

$$\frac{dN}{dt} = (J_0 + \Delta J) - \alpha_{\text{eff}} N^2. \quad (1)$$

$\Delta J$  sei die zusätzliche, sekundliche Trägerproduktion in dem betreffenden Einheitsvolumelement infolge der Störung.  $J_0$  bedeute die Trägerproduktion zum jeweiligen Beobachtungszeitpunkt für den ungestörten Tag.  $\alpha_{\text{eff}}$  ist nach Mitra<sup>6</sup> und Zenneck<sup>7</sup> der wirksame Rekombinationskoeffizient.

<sup>5</sup> Th. Netzer, Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. 55, 86 [1940].

<sup>6</sup> S. K. Mitra, „The Upper Atmosphere“ 1, 293 [1947]; The Royal Asiatic Society of Bengal, Calcutta.

<sup>7</sup> J. Zenneck, Ergebni. exakt. Naturwiss., Ionosphäre III 22, 295 [1949].

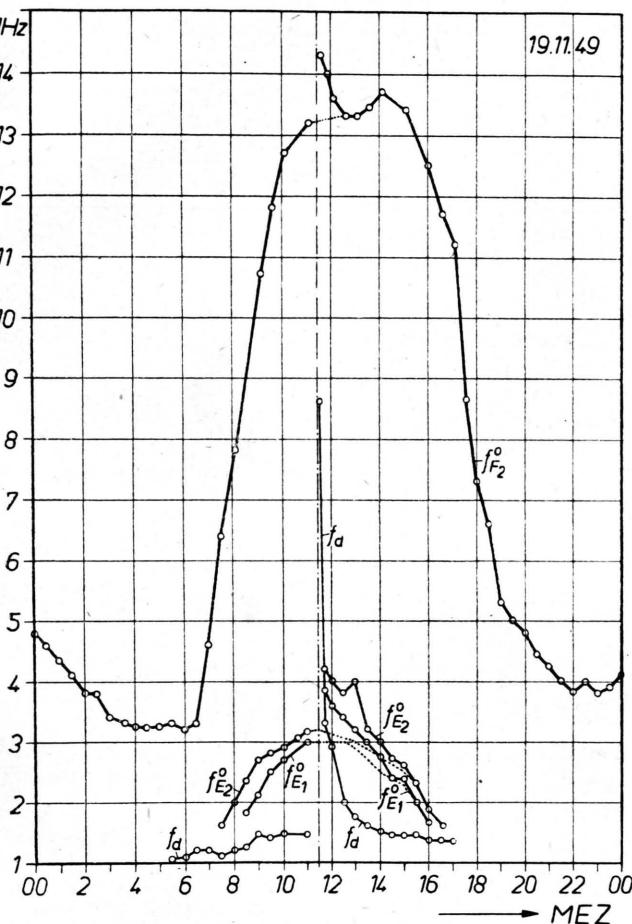


Abb. 1.

stieg dürfte tatsächlich nach 11.30 Uhr erfolgt sein. Zu diesem Zeitpunkt nämlich begann nach unseren Feldstärke- und Echobebachtungen auf festen Frequenzen der Mögel-Dellinger-Effekt.

Die Grenzfrequenz der E<sub>1</sub>-Schicht lag um 11.34 Uhr rund 0,9 MHz, die der E<sub>2</sub>-Schicht 1,0 MHz und die der F<sub>2</sub>-Schicht um 11.37 Uhr 1,2 MHz höher als vor der Störung. Der vermutliche Verlauf der Grenz-

\*\* Diese Werte unterscheiden sich unwesentlich vom mittleren monatlichen Verlauf.

<sup>4</sup> H. G. Booker u. S. L. Seaton, Physic. Rev. 57, 87 [1940].

Entsprechend wird für ungestörte Verhältnisse der Verlauf der Elektronenkonzentration ( $N_0$ ) im gleichen Volumenelement durch den Differentialausdruck (2) beschrieben:

$$\frac{dN_0}{dt} = J_0 - \alpha_{\text{eff}} N_0^2. \quad (2)$$

Integriert man die Gln. (1) und (2) zwischen den Grenzen  $t_1$  und  $t_2$  — ihnen entsprechen die Werte  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $N_{01}$ ,  $N_{02}$  — und eliminiert in Gl. (1)  $J_0$  mit Hilfe der zweiten, dann erhält man den Ausdruck

$$(N_2 - N_1) - (N_{02} - N_{01}) = \int_{t_1}^{t_2} \Delta J dt - \alpha_{\text{eff}} \int_{t_1}^{t_2} (N^2 - N_0^2) dt \quad (3)$$

und daraus schließlich die gesuchte Beziehung (4) für den wirksamen Rekombinationskoeffizienten

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{(N_1 - N_2) - (N_{01} - N_{02}) + \int_{t_1}^{t_2} \Delta J dt}{\int_{t_1}^{t_2} (N^2 - N_0^2) dt}. \quad (4)$$

Da allgemein  $f^0_{F_2} = \sqrt{\frac{e^2}{\pi m} N}$  ist, wenn  $e$  die Ladung und  $m$  die Masse eines Elektrons bedeutet, kann man Gl. (4) auch in der folgenden Form schreiben:

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{e^2}{\pi m} \cdot \frac{[(f^0_{F_2})_1^2 - (f^0_{F_2})_2^2] - [(f^0_{F_2})_{01}^2 - (f^0_{F_2})_{02}^2] + \frac{e^2}{\pi m} \int_{t_1}^{t_2} \Delta J dt}{\int_{t_1}^{t_2} [(f^0_{F_2})^4 - (f^0_{F_2})_0^4] dt}. \quad (5)$$

Ist  $\Delta J$  bekannt, dann ist es möglich, den wirksamen Rekombinationskoeffizienten zu berechnen. Die zeitliche Änderung von  $f^0_{F_2}$  bzw.  $(f^0_{F_2})_0$  ist durch die stark ausgezogene bzw. die punktierte Kurve von Abb. 1 gegeben.

Leider ist  $\Delta J$  nicht bekannt. Der gleichmäßige steile Abfall der  $f^0_{F_2}$ -Kurve in Abb. 1 von 11.37 Uhr an lässt jedoch vermuten, daß von diesem Zeitpunkt an  $\Delta J$  gegenüber der normalen Trägerproduktion vernachlässigt werden kann. Setzt man darum in (5)  $\Delta J = 0$ , dann errechnet man für die  $F_2$ -Schicht  $\alpha_{\text{eff}}$  zu  $1.9 \cdot 10^{-10}$ .

Ist  $\Delta J$  in der  $F_2$ -Schicht nach 11.37 Uhr nicht gleich Null, dann heißt dies, daß der tatsächliche, wirksame Rekombinationskoeffizient der  $F_2$ -Schicht in den Mit-

tagsstunden größer als  $1.9 \cdot 10^{-10}$  ist, also größer als der nächtliche Wert, der in der Literatur angegeben wird.<sup>6, 7, 8</sup>

Setzt man unseren Wert von  $\alpha_{\text{eff}}$  in Gl. (1) ein und berechnet die mittlere Trägerproduktion  $\Delta J$  der Störung von 11.30 bis 11.37 Uhr, dann erhält man für  $\Delta J 1.06 \cdot 10^3$  und für  $J_0$  kurz vor 11.30 Uhr  $9.08 \cdot 10^2$  (Elektronen pro sec u. cm<sup>3</sup>); d. h. die mittlere Trägerproduktion ist während der Störung von 11.30 bis 11.37 Uhr rund doppelt so groß als die normale.

Das gleiche Verfahren kann prinzipiell auch auf die  $E_1$ - und die  $E_2$ -Schicht anwenden, da auch bei

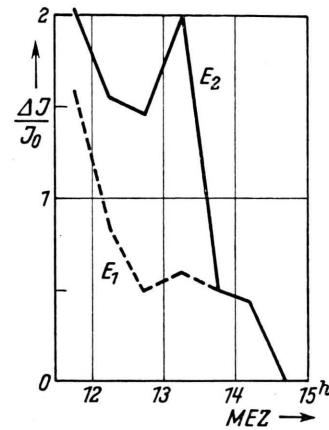


Abb. 2.

diesen Schichten im Verlauf der ganzen Störung keine merkliche Höhenänderung des Schichtmaximums festzustellen ist. Sicherlich sind auch hier die punktierten Kurven sehr gute Näherungen für den störungsfreien Verlauf der Grenzfrequenzen. Fraglich ist lediglich, wann in diesen Schichten  $\Delta J$  nun wirklich gleich Null ist. Nimmt man dies für die  $E_1$ -Schicht nach  $t_1 = 11.36$  Uhr an, dann erhält man einen effektiven Rekombinationskoeffizienten  $\alpha_{\text{eff}} = 1.2 \cdot 10^6$ . In der  $E_2$ -Schicht nimmt zwischen 12.30 Uhr und 13.00 Uhr die Elektronenkonzentration offenbar noch einmal zu. Hier erhält man mit  $t_1 = 13.00$  Uhr für  $\alpha_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^9$ .

Der so berechnete Rekombinationskoeffizient für die  $E_2$ -Schicht ist also etwas größer als der Wert für die  $E_1$ -Schicht. Das ist unwahrscheinlich. Wegen des geringeren Gasdruckes in der  $E_2$ -Schicht ist das Umgekehrte zu erwarten; überdies sind beide Werte gegenüber den in der Literatur<sup>8</sup> angegebenen viel zu klein, d. h. unsere Annahme  $\Delta J = 0$  kann auch nach diesem Zeitpunkt  $t_1$  nicht zutreffen.

<sup>8</sup> The Observatory 69, 185—191 [1949]; Geophysical Discussion at Manchester 1949, July (Ionization in the earth's upper atmosphere).

Wir verfahren darum umgekehrt. Die aus der Literatur<sup>5, 6, 7, 8</sup> bekannten und als hinreichend gesichert geltenden  $E_1$ - und  $E_2$ -Schicht-Rekombinationskoeffizienten ( $1 \cdot 10^{-8}$  und  $5 \cdot 10^{-9}$ ) setzen wir in Gl. (1) ein und bestimmen den Verlauf von  $\Delta J$  in einer jeden Schicht nach 11.37 Uhr. So errechnen sich die in Abb. 2 eingetragenen mittleren Werte von  $\Delta J/J_0$  für die Zeitintervalle zwischen den einzelnen Meßpunkten von Abb. 1.  $J_0$  soll wieder die mittlere, normale Trägerproduktion für dasselbe Zeitintervall bedeuten, für das auch  $\Delta J$  bestimmt wurde. Die Trägerproduktion steigt also sowohl in der  $E_2$ - wie in der  $E_1$ -Schicht noch einmal gegen 13.00 Uhr an. Dieses Ergebnis ist insofern wesentlich, als es für die Realität des scheinbar isolierten Meßwertes der Grenzfrequenz der  $E_2$ -Schicht um 13.00 Uhr spricht.

Daß die nochmalige Erhöhung der Trägerproduktion um 13.00 Uhr in den einzelnen Schichten sehr verschieden ist — sie ist am größten in der  $E_2$ -Schicht, geringer in der  $E_1$ -Schicht und mit guter Näherung sicherlich gleich Null in der  $F_2$ -Schicht —, läßt darauf

schließen, daß verschiedene Spektralbereiche für die Ionisierung in den einzelnen Schichten verantwortlich sind. Dieses Ergebnis ist für die  $E_1$ - und  $F_2$ -Schicht bekannt und für die  $E_1$ - und  $E_2$ -Schicht bereits an anderer Stelle von uns vermutet worden<sup>9</sup>.

Es erhebt sich noch die Frage, ob diese Beobachtungen die seinerzeitigen Vermutungen widerlegen, nämlich, daß die  $E_2$ -Schicht durch solare, neutrale Korpuskeln erzeugt wird. Es ist kaum zu bezweifeln, daß der erste Anstieg der Grenzfrequenz während der Hauptphase des Mögel-Dellinger-Effektes auch in der  $E_2$ -Schicht durch solare Wellenstrahlung hervorgerufen worden ist. Das beweist aber noch nicht, daß auch die normale Ionisation der  $E_2$ -Schicht die gleiche Ursache hat. Eine eindeutige Klärung, ob Wellenstrahlung oder Korpuskeln für die normale Ionisierung in der  $E_2$ -Schicht verantwortlich zu machen sind, können Beobachtungen während einer Sonnenfinsternis ergeben.

<sup>9</sup> W. Becker u. W. Dieminger, Naturwiss. 37, 90 [1949].

## Temperaturmessungen an leuchtenden Flammen

Von HANS BEHRENS \* und FRITZ RÖSSLER \*\*

(Z. Naturforschg. 5a, 311—317 [1950]; eingegangen am 8. April 1950)

Die optisch meßbare Temperatur von Rußteilchen in Flammen wird zumeist der Temperatur des Verbrennungsgases gleichgesetzt. Zur Prüfung dieses Vorgehens ist eine getrennte Bestimmung beider Temperaturen von Bedeutung. Es werden daher eine stark und eine schwach leuchtende Acetylenflamme und eine spezielle Benzolflamme untersucht. Gemessen werden die Farbtemperatur und die schwarze Temperatur der Rußteilchen sowohl mittels visueller als auch photographischer und photoelektrischer Methode. Auf Grund eines früher angegebenen neuen Verfahrens läßt sich daraus die wahre Temperatur berechnen. Während für die stark leuchtende Acetylenflamme gute Übereinstimmung zwischen der optisch gemessenen und thermodynamisch errechneten Temperatur vorliegt, ist die Temperatur der Rußteilchen in der Benzolflamme wesentlich über der thermodynamisch errechneten Temperatur der Verbrennungsgase gelegen. Diese Über temperatur des Rußes wird durch Radikalrekombination an den Rußteilchen unter Übertragung der frei werdenden Rekombinationswärme erklärt. Es wird gefolgert, daß die Temperaturen der Rußteilchen und des Verbrennungsgases immer dann genügend übereinstimmen, wenn die Rußkonzentration in der Flamme groß gegen die Konzentration rekombinierender Radikale ist.

### I.

Schack<sup>1</sup> hat seinerzeit die Frage behandelt, wieweit die Rußteilchen einer Kohlenwasserstoff-Flamme die Temperatur des umgebenden Gases annehmen. Er verglich dabei Wärmeübergang und

Wärmeausstrahlung miteinander. Von den makroskopisch gemessenen Daten extrapolierte er auf die kleinen Abmessungen der Rußteilchen und fand wegen des bei diesen Dimensionen erheblichen Wärmeüberganges eine Temperaturdifferenz von nur  $1^\circ$  zwischen Gas und Rußteilchen.

\* Weil am Rhein, Marktstr. 56.

\*\* Weil am Rhein, Unterbaselweg 27.

<sup>1</sup> A. Schack, Z. techn. Physik 6, 530 [1925].