Zeitschrift: Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft = Actes de la Société Helvétique des Sciences Naturelles = Atti della Società Elvetica di Scienze Naturali

Herausgeber: Schweizerische Naturforschende Gesellschaft

Band: 129 (1949)

Artikel: Radioastronomie

Autor: Waldmeier, Max

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-90466

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 09.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Radioastronomie

Von
MAX WALDMEIER (Zürich)

Einleitung

Im vergangenen Jahr ist auf Palomar-Mt. in Kalifornien das größte Teleskop mit einem Spiegel von 5 m Durchmesser, dessen Bau 20 Jahre in Anspruch genommen und 65 Millionen Franken erfordert hat und dessen Dimensionen doppelt so groß sind wie diejenigen des bisher größten Teleskops, dem Betrieb übergeben worden. Dieses Riesenfernrohr ist berufen, in bisher unbekannte Tiefen des Universums vorzustoßen, unseren astronomischen Horizont zu weiten und einen Raum zu erforschen, welcher den bisher erforschbaren um das Achtfache übertrifft. Es wird aber Jahrzehnte dauern, bis die Ernte aus dem durch das Riesenteleskop erschlossenen Neuland eingebracht sein wird. Mit der Vollendung dieses Instrumentes, welches in Zukunft den Namen seines Initianten, des im Jahre 1938 verstorbenen Direktors der Mt.-Wilson-Sternwarte, GEORGE ELLERY HALE, tragen wird, ist die Entwicklung großer Teleskope an einer kaum mehr zu überschreitenden Grenze angelangt. Es sind nicht nur optische und mechanische Schwierigkeiten, welche sich dem Bau noch größerer Instrumente entgegenstellen, sondern es sind auch Gegebenheiten der irdischen Lufthülle, die Luftunruhe und das Leuchten der hohen Atmosphärenschichten, welche es zwecklos erscheinen lassen, noch größere Instrumente zu bauen. In dieser Situation erhebt sich die Frage, ob die Weltallforschung in absehbarer Zeit zu einem Abschluß kommen werde. Wenn von Astronomie die Rede ist, so verbindet man damit stets die Vorstellung großer Fernrohre und vergißt dabei, daß die teleskopische Ära in der jahrtausendealten Himmelsforschung nur die drei letzten Jahrhunderte umfaßt. Die Astronomie ist die älteste aller Naturwissenschaften; schon im Altertum waren die Gestalt und die Bewegung der Erde, die Gesetzmäßigkeiten in den Bewegungen von Sonne, Mond und Planeten bekannt. Sonnen- und Mondfinsternisse konnten vorausgesagt werden, Sternkataloge existierten, und selbst so schwierig zu beobachtende Erscheinungen wie die Präzession waren bekannt. TYCHO BRAHE, JOHANNES KEPLER und NICOLAUS KOPERNIKUS machten ihre bedeutenden Beiträge zur Renaissance der Astronomie ohne Kenntnis des Fernrohrs, und selbst ISAAC NEWTON, der Begründer der Himmelsmechanik, stützte sich ausschließlich auf Ergebnisse aus der vorteleskopischen Ära. Heute stehen wir an dem Punkt, wo die teleskopische Erforschung des Weltalls nach und nach durch

andere Methoden abgelöst zu werden beginnt. Es ist undenkbar, daß die Fernrohre jemals wieder aus den Sternwarten verschwinden werden. Aber das Schwergewicht der astronomischen Forschung wird sich mehr und mehr auf neue Methoden verlagern, welche Dinge zu erforschen gestatten, die mit Fernrohren prinzipiell nicht erfaßt werden können. Über eine solche neue Forschungsrichtung, welche sich in den wenigen Jahren seit dem Ende des Zweiten Weltkrieges entwickelt hat, die Radioastronomie, soll hier berichtet werden.

Die Entdeckung

Seit über 20 Jahren wird bei der Nachrichtenübermittlung über große Distanzen den Kurzwellen der Vorzug gegeben, zum Teil weil diese sehr viel weniger Störungen aufweisen als der Mittel- und Langwellenempfang. Die Herkunft der restlichen Parasiten in dem kommerziell so wichtigen Kurzwellenbereich zu ermitteln war K. G. JANSKY bei den Bell Telephone Laboratories als Aufgabe gestellt. Er fand, daß ein Teil der Störungen nicht von einer ortsfesten Quelle in der Atmosphäre stammte, sondern von einer, welche ihre Lage am Himmel im Laufe des Tages wie die Gestirne ändert, womit ihr extraterrestrischer Ursprung nachgewiesen worden war [1]. Die Auffindung von Radiowellen aus dem Weltraum war somit ein unerwartetes Ergebnis der Suche nach atmosphärischen Parasiten und somit eine fundamentale Entdeckung im eigentlichen Sinne des Wortes. Die Stelle, von welcher diese Radiowellen einfielen, stimmte bei den Versuchen vom Dezember 1931 mit der Lage der Sonne überein, woraus JANSKY den naheliegenden Schluß zog, daß die Sonne als die Quelle dieser Strahlung zu betrachten sei. Die Fortsetzung der Versuche zeigte jedoch, daß die Strahlungsquelle von Woche zu Woche früher durch den Meridian ging als die Sonne, und zwar betrug die Verfrühung pro Tag 4 Minuten, womit es klar wurde, daß die Quelle nicht in der Sonne zu suchen ist, sondern am Fixsternhimmel, und zwar dort, wo sich die Sonne im Dezember unter den Fixsternen befindet, das heißt etwa bei den Koordinaten $\alpha = 18^h$, $\delta = -20^o$. Diese Stelle des Fixsternhimmels in der Konstellation Sagittarius ist auch in optischer Hinsicht auffällig; sie liegt auf der Milchstraße, an der Stelle, wo diese am hellsten erscheint und in welcher der Kern unseres, des galaktischen Sternsystems liegt. Man bezeichnet deshalb diese aus dem Sternsystem kommenden, sich im Empfänger durch ein Rauschen bemerkbar machenden Radiowellen als galaktisches Rauschen. Versuche, Radiowellen von der Sonne nachzuweisen, blieben erfolglos.

Diese bedeutende Entdeckung hat damals eine auffallend geringe Beachtung gefunden. Erst während den Kriegsjahren erfuhr die Radioastronomie einen neuen kräftigen Impuls. Im Jahre 1942 wurden in England bei Versuchen mit Radargeräten, welche damals noch auf der Wellenlänge von zirka 5 m arbeiteten, Radiowellen solaren Ursprungs entdeckt. Aber erst nach Kriegsende standen die Apparaturen, das Personal und die Zeit zur Verfügung, um die Errungenschaften der Kriegsjahre auf rein wissenschaftliche Probleme anzuwenden [2].

Die radiofrequente Strahlung der Sonne

die wir allgemein mit R bezeichnen, variiert von Tag zu Tag in weiten Bereichen [3] (Abb. 1). Die Strahlung ist stets vorhanden, wird also kontinuierlich von der Sonne emittiert, so daß wir sie etwas präziser als

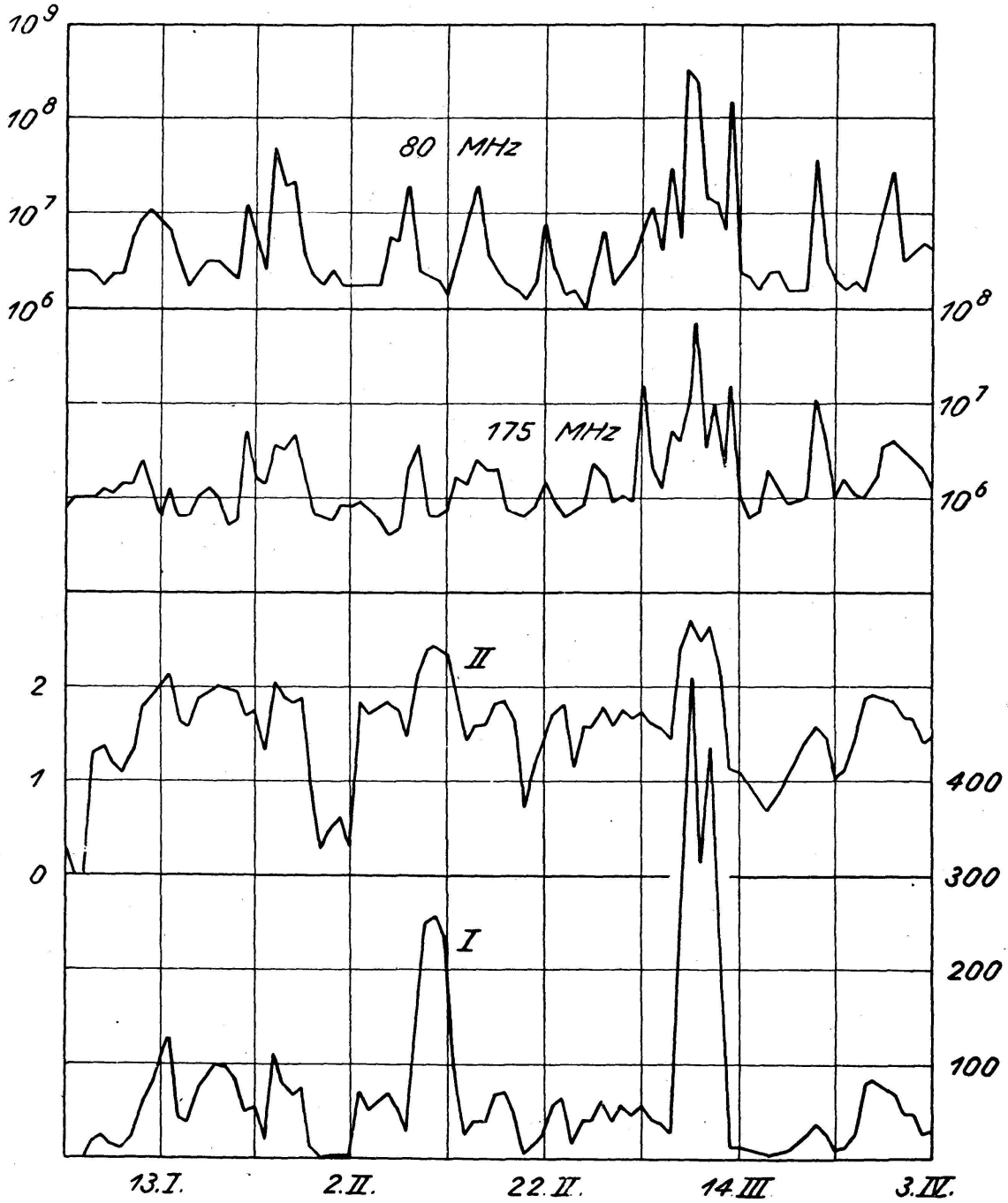

Abbildung 1
Radiofrequente Sonnenstrahlung auf den Frequenzen 80 und 175 MHz nach *M. Ryle* und *D. D. Vonberg* [4] und Sonnenfleckentätigkeit vom 3. Januar bis 3. April 1947
I = Flächen der Sonnenflecken der Zentralzone, II = deren Logarithmen.

R_k-Strahlung bezeichnen. Die Intensität dieser Strahlung kann zerlegt werden in einen Anteil, der von Tag zu Tag nur unbedeutenden Schwankungen unterliegt, und in die diesem zeitlich nahezu konstanten Anteil überlagerten Spitzen. Diese Fluktuationen stehen nach Abb. 1 in engem Zusammenhang mit den Sonnenflecken, weshalb wir diese Komponente mit $R_{k,s}$ bezeichnen, während wir die zeitlich konstante Komponente, die, wie wir noch sehen werden, von der Sonnenkorona stammt, mit $R_{k,c}$ bezeichnen.

Radiowellen sind elektromagnetische Wellen, also wesensgleich mit den Wärme-, Licht- und Röntgenstrahlen. Die Intensität I dieser von einem sogenannten schwarzen Strahler ausgehenden elektromagnetischen Wellen berechnet sich nach der PLANCKschen Formel, welche für das Radiogebiet die besonders einfache Form annimmt:

$$I_\nu = \frac{2\,\nu^2\,k\,T}{c^2} \quad \text{für die Frequenzskala} \qquad (1)$$

$$I_\lambda = \frac{2\,c\,k\,T}{\lambda^4} \quad \text{für die Wellenlängenskala} \qquad (2)$$

(ν = Frequenz, λ = Wellenlänge, k = Boltzmannsche Konstante, c = Lichtgeschwindigkeit, T = Temperatur)

Da die Intensität nach beiden Formeln der Temperatur proportional ist, kann man dieselbe auch dadurch charakterisieren, daß man die sogenannte äquivalente Temperatur angibt, das heißt die Temperatur, welche der betreffende Körper haben müßte, um als schwarzer, thermischer Strahler die beobachtete Strahlungsintensität zu liefern. Auf diese Art ist in Abb. 1 die Intensität durch die äquivalente Temperatur ersetzt. Man ersieht daraus, daß die Komponente $R_{k,c}$ einer Temperatur von zirka 10^6 Grad entspricht, die Komponente $R_{k,s}$ sogar einer solchen, die gelegentlich 10^8 Grad überschreitet. Diese hohen Temperaturen sind bemerkenswert, indem die Temperatur der sichtbaren Sonnenoberfläche nur zirka 6000° beträgt. Die Intensitäten auf den beiden in Abb. 1 verwendeten Wellenlängen $\lambda = 3{,}75$ und $\lambda = 1{,}71$ m zeigen qualitativ dasselbe Verhalten. Auch bei wesentlich längeren und kürzeren Wellen kann man die beiden Komponenten $R_{k,c}$ und $R_{k,s}$ unterscheiden. Wellenlängen oberhalb 10 m kommen im allgemeinen nicht zur Beobachtung, da dieselben durch die irdische Ionosphäre in den Weltraum zurückreflektiert werden. Als ein Beispiel für Mikrowellen zeigt Abb. 2 die Variationen der solaren Emission auf der Wellenlänge von 10,7 cm. Die untere Kurve gibt die täglichen Intensitäten der Mikrostrahlung, ausgedrückt als äquivalente Temperatur des Strahlungswiderstandes der Antenne, die mittlere als Maß der Sonnenfleckenaktivität die Zürcher Sonnenfleckenrelativzahlen S. Der Zusammenhang zwischen R und S ist hier noch wesentlich enger als im Gebiet längerer Wellen, was durch sehr hohe Korrelationskoeffizienten r zum Ausdruck kommt; so beträgt derjenige zwischen den täglichen Werten von R und S

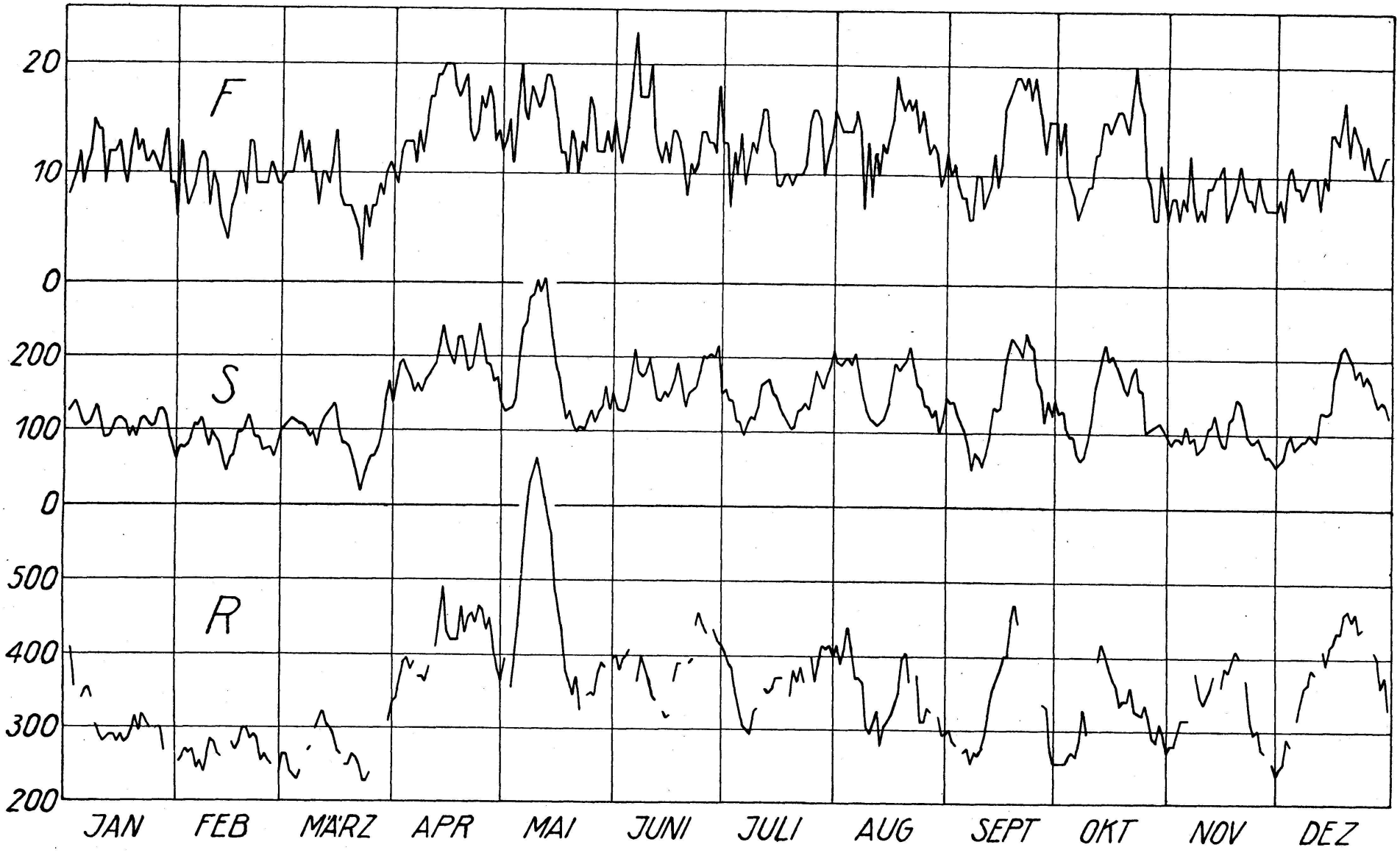

Abbildung 2. Die radiofrequente Sonnenstrahlung R bei $\lambda = 10{,}7$ cm (unten) nach *A. E. Covington* [5], die Zürcher Sonnenfleckenrelativzahlen S (Mitte) und die Anzahl F der Fleckengruppen (oben) im Jahre 1948

im Jahre 1948: $r = 0{,}82 \pm 0{,}04$. Der Zusammenhang zwischen R und S läßt sich darstellen durch die Beziehung:

$$R = 193.9 + 1.33 \cdot S = R_{k,\,C} + R_{k,\,S} \qquad (3)$$

Nicht die Tatsache, daß die Sonne Radiowellen emittiert, ist erstaunlich, sondern die Tatsache, daß deren Intensität tausend- oder millionenfach höher ist, als man bei der Sonnentemperatur von 6000° erwartet hätte.

Die Deutung der solaren Kurzwellenstrahlung

Da die zeitlich konstante Komponente die Sonne mit einer Intensität verläßt, die der Sonne zukommen würde, falls sie eine Temperatur von etwa einer Million Grad hätte, und wir seit einigen Jahren wissen, daß die Sonnenkorona, die äußerste lichtschwache Atmosphäre der Sonne, welche sich vom Sonnenrand bis zu einigen Sonnenradien Abstand von demselben nachweisen läßt, eine Temperatur von rund einer Million Grad besitzt, so war es naheliegend, in der Korona die Quelle für jene Strahlungskomponente anzunehmen. Die Korona besteht aus praktisch vollständig ionisierter Materie, das heißt vorwiegend aus Elektronen und Protonen. Die Elektronendichte beträgt im Abstand r vom Sonnenzentrum [6]:

$$N_e(r) = 10^8 \left(\frac{3{,}00}{r^{16}} + \frac{1{,}47}{r^{6}} + \frac{0{,}034}{r^{2,5}} \right) \qquad (4)$$

also unmittelbar außerhalb des Sonnenrandes ($r = 1$) $4{,}5 \cdot 10^8$ freie Elektronen/cm³. Die Elektronentemperatur erweist sich als auffallend konstant und beträgt etwa $1{,}4 \cdot 10^6$ Grad. Eine solche Elektronenatmosphäre ist zwar für sichtbares Licht praktisch vollständig durchsichtig, für Radiowellen dagegen undurchsichtig. Die Korona stellt somit für Radiowellen einen schwarzen Strahler dar und emittiert in diesem Spektralbereich entsprechend ihrer Temperatur von 1 Million Grad, in bester Übereinstimmung mit der Beobachtung. Für das Verhalten einer Schicht sind nicht Absorptionskoeffizient und Schichtdicke im einzelnen maßgebend, sondern nur deren Produkt, die sogenannte optische Dicke. Für ein Elektronen-Protonen-Gas, mit dem wir es in der Sonnenkorona zu tun haben, beträgt diese [7]:

$$\tau_\nu = 7{,}475 \cdot 10^{-12} \left(\lg \frac{4\,kT}{h\nu} - 0{,}577\right) \frac{1}{\nu^2} \int N_e^2 \, dr \qquad (5)$$

(h = Plancksche Konstante). Bei einer emittierenden und absorbierenden Atmosphäre entstammt die Strahlung definitionsgemäß stets der optischen Tiefe $\tau \sim 1$. Die äußeren Schichten sind zu dünn, um einen merklichen Beitrag zur Strahlung zu liefern, und die Strahlung der tiefern Schichten wird durch die überlagerten absorbiert. Abb. 3 zeigt die Lage der Flächen $\tau = 1$ in der Sonnenkorona für die Wellenlängen

$\lambda = 0{,}5$ bis 20 m. Für die langen Wellen liegt diese Fläche weit oberhalb des Sonnenrandes in der Korona. Mit abnehmender Wellenlänge verschiebt sie sich mehr und mehr gegen die Sonnenoberfläche und erreicht bei $\lambda < 1$ m die Chromosphäre, welche nur noch eine Temperatur von etwa 10 000° besitzt. Dementsprechend muß die effektive Tempera-

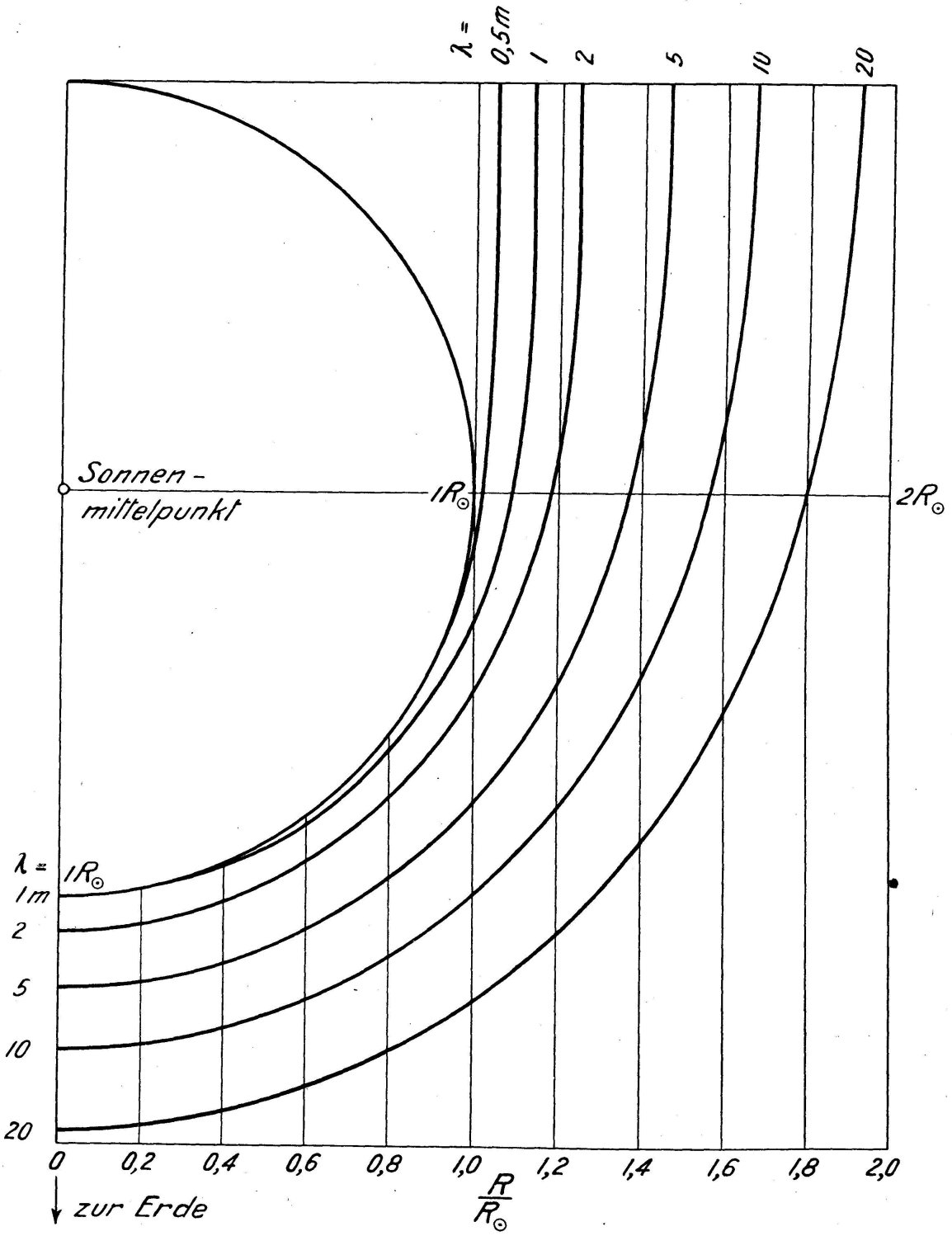

Abbildung 3
Meridianschnitte durch die Flächen $\tau = 1$ für verschiedene Wellenlängen [8]

tur T_e der radiofrequenten Sonnenstrahlung bei $\lambda < 1$ m von 10^6 Grad auf 10^4 Grad absinken, was tatsächlich beobachtet wird. Damit ist die $R_{k,\,C}$-Komponente einwandfrei als thermische Strahlung der ionisierten Sonnenkorona gedeutet. Der atomare Prozeß, durch welchen die Absorption, bezw. Emission der radiofrequenten Strahlung in der Korona erfolgt, besteht in der Ablenkung und Beschleunigung, bzw. Verzögerung der Elektronen im Feld der Protonen (sog. frei-frei-Übergänge) [9].

Tabelle 1
Die effektive Temperatur der radiofrequenten Sonnenstrahlung (berechnete Werte) [8]

λ	T_e
10 cm	$3{,}64 \cdot 10^4$
20 cm	$1{,}52 \cdot 10^5$
50 cm	$7{,}23 \cdot 10^5$
100 cm	$1{,}69 \cdot 10^6$
200 cm	$2{,}48 \cdot 10^6$
500 cm	$3{,}46 \cdot 10^6$
1000 cm	$4{,}61 \cdot 10^6$
2000 cm	$6{,}34 \cdot 10^6$

Die Komponente $R_{k,\,S}$, welche mit den Sonnenflecken zusammenhängt, läßt sich, wenigstens im Gebiet der Dezimeterwellen, ebenfalls thermisch erklären. Um Mißverständnissen vorzubeugen, sei erwähnt, daß diese Komponente nicht aus den Flecken, sondern ebenfalls aus der Korona stammt, von Stellen, unter denen sich in der Photosphäre Sonnenflecken befinden. Über den Sonnenflecken beobachtet man in der Korona sogenannte Kondensationen, Gebiete, in denen die Elektronendichte und damit nach (5) auch die optische Tiefe sehr viel größer ist als in der ungestörten Korona. Für die langen Wellen ist dies belanglos, da für diese die isotherme Korona ohnehin optisch dick ist. Für die Dezimeterwellen dagegen ist die ungestörte Korona nahezu durchsichtig, so daß die Intensität in diesem Gebiet der Temperatur von 10^4 Grad der unter der Korona liegenden Chromosphäre entspricht. Die koronale Kondensation dagegen ist auch noch für $\lambda = 10$ cm nahezu optisch dick und liefert deshalb eine der Temperatur von 10^6 Grad entsprechende Strahlungsintensität. Die koronale Kondensation vermag deshalb, auch wenn sie bloß einige Tausendstel der Sonnenoberfläche bedeckt, einen merkbaren Beitrag zur Gesamtstrahlung zu liefern. Der Beitrag ist nach Tab. 2 für $\lambda = 10$ cm maximal und beträgt 8½ %. Bei großer Sonnenaktivität beträgt die Relativzahl S etwa 125 und sind durchschnittlich etwa 10 Fleckengruppen vorhanden. Ist jede Gruppe von einer koronalen Kondensation von der unserer Berechnung zugrunde gelegten

Größe umgeben, so haben wir für die betrachtete Sonnentätigkeit mit einem Anstieg der Strahlungsintensität gegenüber derjenigen der ungestörten Sonne auf 185 % zu rechnen, was genau mit dem nach der empirischen Formel (3) mit S = 125 berechneten Anstieg übereinstimmt. Es ist jedoch nicht möglich, auf diese Art (wie Tab. 2 zeigt) die $R_{k,\,s}$-Komponente bei längeren Wellen zu erklären, bei welchen die Intensität gegenüber der Strahlung der ungestörten Sonne bis auf das Hundert-

Tabelle 2
Der Einfluß koronaler Kondensationen auf die solare Kurzwellenstrahlung

λ	Intensitätsverhältnis $\frac{\text{Korona mit 1 Kondensation}}{\text{ungestörte Korona}}$
5 cm	1,0653
10 cm	1,0849
20 cm	1,0512
50 cm	1,0139
100 cm	1,0036
200 cm	1,0003
500 cm	1,0000

fache ansteigt. Diese sehr starke Komponente zeigt überdies die Besonderheit, daß sie zirkular polarisiert ist, und verrät damit, daß sie nicht thermischer Natur ist, sondern irgendwie mit den sehr starken magnetischen Feldern der Sonnenflecken in Verbindung stehen muß [10]. Wenn auch der Mechanismus dieser « Fleckenstrahlung » im einzelnen noch nicht bekannt ist, so geht man wohl nicht weit fehl, wenn man für deren Erzeugung Vorgänge verantwortlich macht, wie sie sich beispielsweise bei der irdischen Teilchenbeschleunigung im Betatron abspielen.

Die eruptive radiofrequente Strahlung der Sonne

Zur Zeit großer Sonnenaktivität ist die kontinuierlich von der Sonne emittierte R_k-Komponente fast dauernd von kleineren oder größeren Strahlungsausbrüchen überlagert. Bei den kleineren handelt es sich um Strahlungsstöße, welche oft nur 1 Sekunde dauern, während die größeren bis zu ¼ oder ½ Stunde anhalten und im allgemeinen simultan mit den visuell beobachteten Sonneneruptionen auftreten [11]. Diese eruptive Strahlung ist so intensiv, daß sie mit einem gewöhnlichen auf Kurzwellen eingestellten Radioapparat als Rauschen oder Pfeifen wahrgenommen werden kann [12]. Beispielsweise stieg die Strahlungsintensität während der großen Eruption vom 25. Juli 1946 auf das $5{,}3 \cdot 10^5$fache derjenigen der ungestörten Sonne [13]. Berücksichtigt man noch, daß die Eruption nur $^1/_{800}$ der Sonnenscheibe bedeckt hat, so er-

gibt sich für die spezifische Strahlungsintensität in der Eruption ein $4 \cdot 10^8$mal höherer Wert als für die ungestörte Korona. Da die sehr hohe Strahlungsintensität nur wenige Minuten angehalten hat, zur Zeit, als in der Eruption ein sehr heller Kern aufgetreten war, ist es wahrscheinlich, daß diese intensive Strahlung von diesem Kern stammte, dessen Fläche etwa 100mal kleiner war als die ganze Eruption. Die spezifische Strahlungsintensität in diesem Kern übertrifft dann diejenige der ungestörten Korona sogar $4 \cdot 10^{10}$mal. Thermisch interpretiert, entspricht diese Intensität einer Temperatur von $6 \cdot 10^{16}$ Grad und einer mittleren Teilchenenergie von 10^{13} eV; das sind Energien, wie sie in der kosmischen Strahlung angetroffen werden. Tatsächlich zeigte unmittelbar nach der erwähnten Eruption die kosmische Strahlung einen Anstieg um 16 % [14]. Mit dieser Entdeckung ist der erste Schritt gemacht in der jahrzehntelang völlig rätselhaft gebliebenen Frage nach der Herkunft der kosmischen Strahlung *.

Terrestrische Wirkungen der solaren Kurzwellenstrahlung

Seit langer Zeit sind troposphärische Einflüsse der variablen Sonnenaktivität, welche in 11jährigem Rhythmus zu- und abnimmt, bekannt, zum Beispiel die Schwankung der Pegelstände großer Binnenseen, wie des Victoriasees oder des Kaspischen Meeres, die Temperaturschwankung in den Tropen oder das Wachstum gewisser Baumsorten. Eine Erklärung dieser Erscheinungen hat bisher gefehlt, indem alle bekannten Strahlenarten der Sonne, welche dem 11jährigen Zyklus unterliegen (zu diesen gehören die Licht- und Wärmestrahlen nicht), nämlich Korpuskularstrahlen, ultraviolettes Licht und Röntgenstrahlen, schon in Höhen von über 80 km vollständig absorbiert werden und niemals die Troposphäre zu erreichen vermögen. Mit der radiofrequenten Strahlung ist zum erstenmal eine dem 11jährigen Sonnenzyklus unterliegende Komponente bekanntgeworden, welche bis an den Erdboden vordringt und somit als Ursache für die erwähnten terrestrischen Effekte in Betracht gezogen werden könnte. Die starke Flecken- und Eruptionsstrahlung hat ihre maximale Intensität im Wellenlängengebiet um 5 m [15], und es ist bekannt, daß gerade derartige Strahlen auf viele Zellen, in geringen Dosen verabreicht, das Wachstum zu fördern vermögen. Wir sind somit einer dauernden uns durch die Sonne applizierten Hochfrequenztherapie ausgesetzt [16].

Die galaktische Strahlung

Das Bild, welches man für die Verteilung der galaktischen Radiostrahlung erhält, ist für die verschiedenen verwendeten Wellenlängen

* Während des Vortrages wurden kinematographische Protuberanzenaufnahmen des Astrophysikalischen Observatoriums Arosa und des Climax high altitude Observatory (Colorado, USA) vorgeführt.

zwischen 0,60 und 7,50 m im wesentlichen dasselbe [17]. Die Intensität fällt von der galaktischen Ebene nach beiden Seiten stark ab, ist somit nur im Gebiet der Milchstraße groß und erreicht auf der Milchstraße bei der galaktischen Länge 330° ihren maximalen Wert (Abb. 4). Der Kern des galaktischen Systems, welcher bei zirka 325° liegen dürfte, tritt in den Isophoten der Radiostrahlung viel stärker hervor als in denjenigen der visuellen Strahlung, weil das Licht aus den Kerngebieten des Sternsystems durch den interstellaren Staub weitgehend absorbiert wird, während dieser für die Radiowellen kein nennenswertes Hindernis bildet.

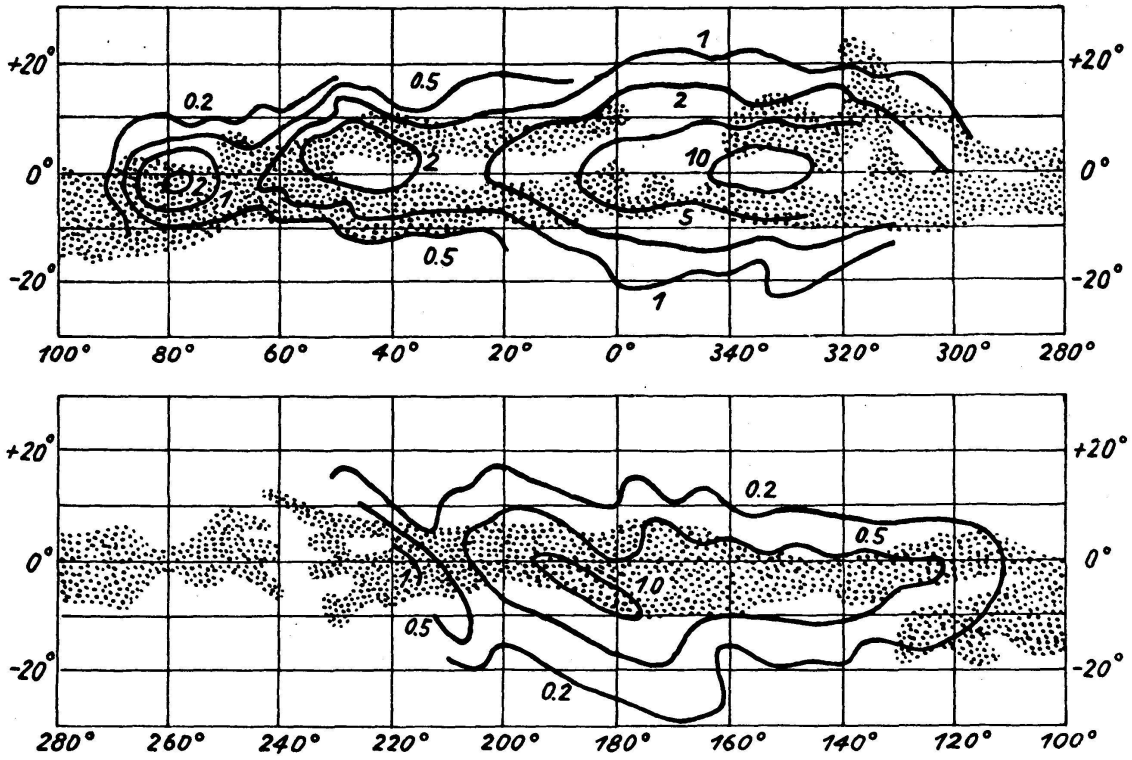

Abbildung 4
Kurven gleicher Intensität der Radiostrahlung im Gebiet von $\lambda = 1{,}87$ m, nach *G. Reber* [17]. Die im visuellen Licht am stärksten hervortretenden Teile der Milchstraße sind punktiert

Ursprünglich hat die Meinung geherrscht, die galaktische Strahlung werde in dem in der galaktischen Ebene weitverbreiteten interstellaren Gas erzeugt durch frei-frei-Übergänge der Elektronen [9] wie in der Sonnenkorona. Um die Intensität dieser Strahlung erklären zu können, müßte man dem interstellaren Gas eine Elektronentemperatur von 100 000 bis 200 000° zuschreiben, während diese nach optischen Bestimmungen nur 10 000° beträgt. Deshalb wird mehr und mehr die Ansicht vertreten, die Strahlung entstehe in den Atmosphären der einzelnen Sterne, von denen die Sonne ein Repräsentant ist [18]. Diese Vorstellung wird unterstützt durch die Entdeckung einiger sehr intensiver punkt-

förmiger Strahlenquellen [19]. Die Durchmesser dieser Quellen sind jedenfalls kleiner als das allerdings nur geringe Auflösungsvermögen der verfügbaren Apparaturen. Diese « punktförmigen » Quellen emittieren eine Strahlung, die nicht nur sehr intensiv, sondern auch zeitlich variabel ist. Die Dauer der einzelnen Strahlungsausbrüche beträgt oft nur wenige Sekunden, so daß die Ausdehnung der Strahlungsquelle einige Lichtsekunden nicht überschreiten kann, also von den Dimensionen eines Sternes sein muß.

Tabelle 3
Koordinaten einiger punktförmiger Strahlungsquellen [20]

Quelle	Koordinaten für 1948,0	
Taurus A	$\alpha = 5^h31^m00^s \pm 30^s$	$\delta = +22°01' \pm 7'$
Virgo A	$12^h28^m06^s \pm 37^s$	$+12°41' \pm 10'$
Centaurus A	$13^h22^m20^s \pm 60^s$	$-42°37' \pm 8'$

Die gesamte aus dem Weltraum einfallende radiofrequente Strahlung beträgt bei der Frequenz 64 MHz ($\lambda = 4{,}7$ m) $6{,}3 \cdot 10^{-20}$ Einheiten, wobei wir unter Einheit Watt pro m² pro Hz verstehen. Die gesamte Lichtstrahlung entspricht etwa derjenigen von 3000 Sternen 1. Größe, so daß im Durchschnitt auf einen Stern 1. Größe eine Radiostrahlung von $2 \cdot 10^{-23}$ entfällt. Vergleichsweise beträgt die Emission der « Punktquelle » im Cygnus $6 \cdot 10^{-23}$ und derjenigen im Hercules $2 \cdot 10^{-24}$. Da diese Quellen nicht mit Sternen identifiziert werden konnten, kann es sich nicht um Objekte heller als 6. Größe handeln. Wären diese Quellen so nahe, daß sie uns als Sterne 1. Größe erscheinen würden, so wären ihre Intensitäten mindestens $6 \cdot 10^{-21}$, bzw. $2 \cdot 10^{-22}$. Die ungestörte Sonne liefert die Intensität $13 \cdot 10^{-23}$, was sich auf $8 \cdot 10^{-34}$ reduziert, wenn die Sonne in eine solche Entfernung versetzt wird, daß sie ebenfalls als Stern 1. Größe erscheinen würde. Verglichen mit den « Punktquellen » ist die ungestörte Sonne somit ein sehr schwacher Radiostrahler. Ganz anders fällt diese Vergleichung aus, wenn wir die im eruptiven Zustand befindliche Sonne betrachten. Wir haben bereits gesehen, daß die Strahlung im Gebiet einer starken Eruption $4 \cdot 10^{10}$mal intensiver ist als in der ungestörten Korona. Wäre nun die ganze Sonnenoberfläche im Zustand starker Eruption, so ergäbe sich für die Intensität ihrer radiofrequenten Strahlung, wieder reduziert auf eine solche Entfernung, daß die Sonne als Stern 1. Größe erschiene, $3{,}2 \cdot 10^{-23}$. Vollständig eruptive Oberflächen findet man jedoch bei sonnenähnlichen Sterntypen nicht, wohl aber bei den sogenannten späten Typen mit Oberflächentemperaturen von nur etwa 3000°. Soll ein solcher Stern in derselben Entfernung wie die Sonne als Stern 1. Größe erscheinen, so muß wegen der niedrigeren Oberflächentemperatur seine Oberfläche

rund 100mal größer sein als bei der Sonne, wodurch die Intensität der radiofrequenten Strahlung auf $3 \cdot 10^{-21}$ ansteigt und von derselben Größenordnung wird wie die Intensität der «Punktquellen» im Cygnus und Hercules. Wir kommen daher mit UNSÖLD [18] zu der Vorstellung, daß die galaktische Radiostrahlung von den Sternen mit vollständig eruptiver Oberfläche ausgeht. Diese eruptiven Sterne sind beobachtungsmäßig relativ leicht zu erfassen, da ihr kontinuierliches Spektrum nicht nur wie bei den normalen Sternen von Absorptionslinien durchsetzt ist, sondern überdies auch Emissionslinien enthält. Durch die Beobachtung einer Zunahme der kosmischen Strahlung bei starker Eruptionstätigkeit der Sonne wird es nun wahrscheinlich gemacht, daß dieselben eruptiven Sterne, welche die galaktische Radiostrahlung liefern, auch die lange gesuchten Quellen der kosmischen Strahlung sind.

Literatur

1 *K. G. Jansky,* Proc. I. R. E. **20,** 1920 (1932); **21,** 1387 (1933); **23,** 1158 (1935); **25,** 1517 (1937).

2 Die erste Ankündigung von solaren Radiowellen stammt von *G. Reber,* Ap. J. **100,** 279 (1944).

3 Die von verschiedenen Stationen fortlaufend durchgeführten Messungen der solaren Radiostrahlung werden in dem von der Eidg. Sternwarte Zürich herausgegebenen « Quarterly Bulletin on Solar Activity » publiziert.

4 *M. Ryle* und *D. D. Vonberg,* Proc. Roy. Soc. A **193,** 98 (1948).

5 *A. E. Covington,* Proc. I. R. E. **36,** 454 (1948).

6 *M. Waldmeier,* Astron. Mitt. Eidg. Sternwarte Nr. 154 (1948).

7 *A. Unsöld,* Naturwiss. **34,** 194 (1947); Zs. f. Aph. **25,** 310 (1948).

8 *M. Waldmeier* und *H. Müller,* Astron. Mitt. Zürich Nr. 155 (1948).

9 *L. G. Henyey* und *Ph. C. Keenan,* Ap. J. **91,** 625 (1940).

10 *D. F. Martyn,* Nature **158,** 308 (1946).

11 *J. S. Hey, S. J. Parsons, J. W. Phillips,* M. N. **108,** 354 (1949).

12 *D. Arakawa,* Rep. Radio Res. Japan **6,** 31 (1936).

13 *A. C. B. Lovell* und *C. J. Banwell,* Nature **158,** 517 (1946).

14 *Dolbear* und *Elliot,* Nature **159,** 58 (1947).

15 *E. V. Appleton* und *J. S. Hey,* Phil. Mag. **37,** 73 (1946).

16 Diese Erklärung der troposphärischen Effekte der Sonnenaktivität wurde erstmals vom Verf. gegeben, in Vorträgen in Zürich und Göttingen (Juni 1947); sixième Rap. Comm. des relations entre les phénomènes solaires et terrestres, S. 48 (1948).

17 *G. Reber,* Ap. J. **100,** 279 (1944); Proc. I. R. E. **36,** 1215 (1948).
J. S. Hey, J. W. Phillips und *S. J. Parsons,* Nature **157,** 296 (1946); Proc. Roy. Soc. **192,** 425 (1948).
L. A. Moxon, Nature **158,** 758 (1946).

18 *A. Unsöld,* Nature **163,** 489 (1949).

19 *J. S. Hey, S. J. Parsons, J. W. Phillips,* Nature **158,** 234 (1946).
J. G. Bolton, Nature **161,** 312 (1948), **162,** 141 (1948).
F. G. Smith und *M. Ryle,* Nature **162,** 462 (1948).

20 *J. G. Bolton, G. J. Stanley, O. B. Slee,* Nature **164,** 101 (1949).