

Universidad de Madrid - Facultad de Ciencias

SEMINARIO DE ASTRONOMIA Y GEODESIA
(Adherido a la Unión Nacional de Astronomía y Ciencias Afines)

Publicación N.º 19

RECIENTES PROGRESOS EN
RADIOASTRONOMIA. RADIACION
SOLAR HIPERFRECUENTE

P O R

JOSE BALTÁ ELÍAS

(Trabajo realizado en el Laboratorio de Electricidad y Electrónica de la Universidad de Madrid, y publicado en la Revista de la Real Academia de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales. Tomo XLVII. Cuaderno 2.º).

MADRID

1953

Recientes progresos en Radioastronomía

Radiación solar hiperfrecuente

por

José Baltá Elías

Se acostumbra a designar con el nombre genérico de *radio-ruidos*, la componente de ruido a la salida de un radiorreceptor, debida a campos eléctricos de alta frecuencia engendrados en el colector de ondas por radiaciones electromagnéticas de origen distinto que el de las empleadas en radiocomunicación.

En frecuencias medias, las principales componentes de ruido son de origen atmosférico (tormentas y *radioparásitos*, en general) e industrial (maquinaria eléctrica), pero a más elevadas frecuencias, en la banda de las ondas métricas a centimétricas existe una compleja *radiación de fondo* de diverso origen que hasta hace una veintena de años apenas había sido estudiada, pues no constituía un grave obstáculo al desarrollo de las comunicaciones radiotelegráficas de aquella época.

Las componentes de ruido originadas exteriormente a nuestro planeta o atmósfera, reciben el nombre de *ruidos cósmicos* en general; estas perturbaciones fueron primeramente descubiertas en Norteamérica por Jansky, en 1932 (durante las medidas radiogoniométricas que realizaba para determinar el azimut y la intensidad de los atmosféricos en ondas de 10 a 15 metros).

Los radio-ruidos cósmicos se manifiestan acústicamente (en el altavoz o auricular telefónico) como un continuo siseo o silbido (menos frecuentemente), prácticamente indiscernible de los ruidos de origen térmico (efectos Johnson y Schottky) engendrados en el propio receptor; teniendo, por tanto, sus mismas características, es de

cir, las de las *fluctuaciones al azar o caóticas*; la experiencia demuestra que tal ruido posee un *espectro continuo de frecuencias*, sin predominio de ninguna que pueda dar lugar a fenómenos de resonancia.

Jansky comprobó que la dirección con que llegan estos ruidos en determinadas direcciones, experimenta una vuelta completa aproximadamente en veinticuatro horas, lo que hizo sospechar al principio en su origen solar, pero posteriores y más precisas determinaciones aclararon que tal rotación ocurría con unos cuatro minutos menos, es decir, durante el día sidéreo, no solar, aunque el astro-rey posee, desde luego, una propia y muy intensa radiación, que se manifiesta como *ruidos solares*; de todo ello nos hemos ocupado ya hace algunos años (1).

En el transcurso del último decenio se ha progresado mucho en la recepción no sólo de los *ruidos solares* (gracias al empleo de radioreceptores especiales, fundados en las técnicas del radar), sino de los procedentes de otros focos sidéreos, la Galaxia, etc.; así ha nacido la

RADIOASTRONOMIA

feliz conjunción de la Radioelectricidad y la más antigua de las Ciencias, a la que se abren horizontes insospechados y de alcance imposible de evaluar.

Las primeras observaciones sistemáticas sobre los ruidos cósmicos y solares se deben, respectivamente, a G. Reber (2) y a G. C. Southworth (3); de ellas resulta que la intensidad de tales emisiones no puede explicarse como debidas al *cuero negro*, considerando como tal al astro-rey o a los radio manantiales de nuestra Galaxia. Incluso después del descubrimiento de las radioemisiones del Sol en períodos *excitados* quedaba fuera de toda duda que aun cuando todos los focos galácticos radiaran lo mismo que nuestro Sol, era necesario introducir un factor del orden de 10^9 por lo menos para poder explicar la intensidad radioeléctrica de la Galaxia.

Es curioso hacer notar que la mayor parte de las estrellas brillantes de aquélla (p. e., Sirio) no presenten radiación hertziana apreciable. En realidad, la distribución de intensidad radiofrecuente, si-

(1) J. BALTÁ ELÍAS: «Revista de Telecomunicación», 3, 2. Septiembre 1948.

(2) G. REBER: *P. I. R. E.*, 28, 68, 1940.

(3) G. C. SOUTHWORTH: «*Jour. Franklin Inst.*», 239, 285, 1945.

que a grandes rasgos las particularidades de la estructura galáctica, siendo más intensa en las direcciones de sus *isofotas ópticas*, y mínima en la de las zonas polares del sistema coordinado galáctico, según puede verse en la figura I. Gracias al trabajo coordinado de los

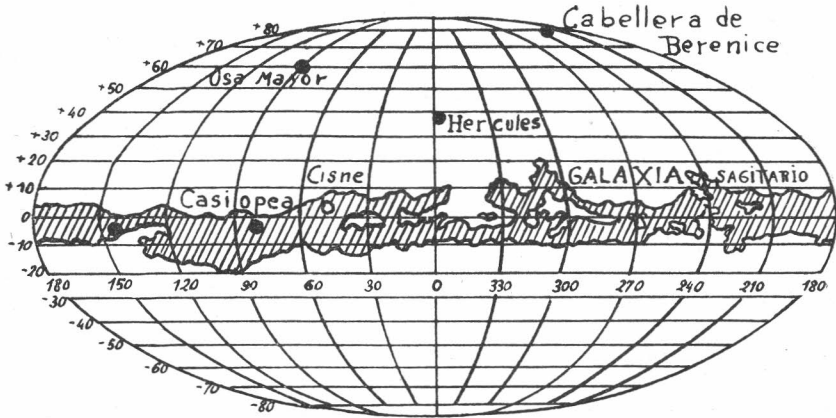


Fig. 1.—Isfotas ópticas cuyo trazado presenta cierta analogía con las líneas de igual intensidad radiofrecuente. Posición aproximada de las principales radioestrellas.

diversos observatorios radioastronómicos mundiales, actualmente se cuenta ya con seis mapas o cartas de radio-isofotas de la Vía Láctea (correspondientes a seis frecuencias distintas), cuatro de las cuales están esquematizadas en la figura 2.

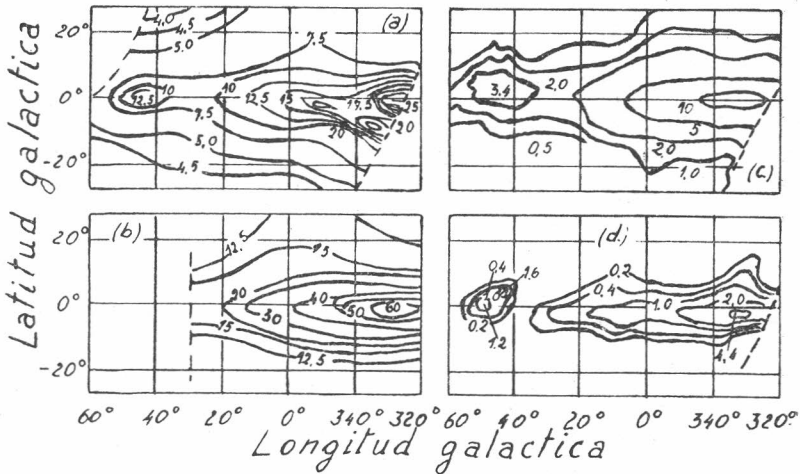


Fig. 2.—Isfotas del ruido galáctico (a) en 64 Mc/s. (b) en 100 Mc/s. (c) en 160 Mc/s. (d) en 480 Mc/s.

La existencia de focos discretos de radioondas o *radioestrellas* en la Galaxia, fué primeramente señalada en 1946 por los investigadores ingleses Hey, Parsons y Philips (4), y confirmada posteriormente por las observaciones de Bolton y Stanley en Australia, en la frecuencia de 64 M/s. (5), y por las de Ryle y Smith en Cambridge (6). Con ondas de longitud comprendida entre 1,4 m., 3,7 m. y 6,5 m., han podido ser localizadas hasta ahora más de un centenar de radioestrellas en el hemisferio boreal, no excediendo de los 6' el diámetro angular de las más intensas, determinado por los métodos más precisos hasta la fecha (7); dada la poca definición de los mismos, el límite del error es del orden de 1', es decir, *miles de veces mayor que el con que se conocen los diámetros estelares*.

Los investigadores de Cambridge han comprobado la total carencia en las radioestrellas de una paralaje anual medible; del estudio de conjunto con otros resultados experimentales, no parece posible deducir consecuencias acerca de la naturaleza de tales focos radiantes, ni relacionarlos con ninguno de los tipos conocidos de cuerpos estelares observados visualmente. Sin embargo, existen buenas razones para admitir que se trata de focos muy corrientes distribuidos por la Galaxia.

Se planteó la importante cuestión de dilucidar si este número creciente de radioestrellas hasta ahora conocidas, eran simplemente las *más brillantes* de un grandísimo número de otros focos análogos no definidos y que contribuirían a la radiación de fondo, o bien intervienen de otras procedencias, p. e., los gases interestelares. Las investigaciones realizadas por Ryle y Smith, independientemente de las de Bolton, concuerdan en que la radiación indicada puede explicarse por la primera alternativa, y que las radioestrellas conocidas son, en efecto, las *más brillantes* de una numerosa población, distribuidas por la Galaxia de modo análogo a como lo están las estrellas visibles. Ello nos enfrenta con una posibilidad de la mayor importancia cosmológica, a saber: que la Galaxia contenga un gran número de objetos estelares invisibles.

Actualmente parecen precisarse tres grandes categorías de ma-

(4) J. S. HEY, S. J. PARSONS and J. W. PHILIPS: «Nature», 158, 234, 1946.

(5) J. G. BOLTON and G. S. STANLEY: «Nature», 161, 312, 1948.

(6) M. RYLE and F. G. SMITH: «Nature», 162, 462, 1948.

(7) J. G. BOLTON and G. S. STANLEY: «Austr. Jour. Sc. Res.» 1A, 58, 1948.—
2A, 139, 1949.—3A, 234, 1950.—J. G. BOLTON: «Report U. R. S. I.», 1952.

nantiales radiógenos estelares, de acuerdo con las siguientes características:

1.^a Objetos difusos, condensaciones de nubes estelares radiantes, con diámetro aparente del orden de 1°, lo que permite sean observados con radiointerferómetros de poca precisión en la banda de las ondas métricas.

2.^a Radiomanantiales constituidos por nubes gaseosas en rápida expansión, residuos de la explosión de *supernovas*, por ejemplo, la del Toro, identificada con la nebulosa del Cangrejo; la más intensa de este tipo es la situada en Casiopea y determinada con precisión mediante el magnífico interferómetro de Ryle y Smith.

3.^a Esta categoría comprende radiomanantiales con distribución isotropa, nebulosas extragalácticas del tipo de la de Andrómeda, la en espiral de los Perros de Caza, la de la Cabellera de Berenice y una en la Cruz del Sud. Un objeto extragaláctico excepcional, parece identificarse con el foco del Cisne, señalado por Hey desde 1946; su posición precisa determinada en Cambridge y en Sydney, coincide con un objeto constituido, al parecer, por dos galaxias en colisión.

Mucho se ha especulado sobre el mecanismo, en virtud del cual las radioestrellas, prácticamente invisibles, pueden producir tales emisiones radioeléctricas más o menos intensas, pero ninguna de las explicaciones sugeridas hasta ahora, es completamente satisfactoria y aceptable sin reservas, pues en realidad se trata de una compleja cuestión, todavía no dilucidada.

La más sencilla de todas las hipótesis consiste en admitir que los electrones libres radian en los espacios estelares a la manera del oscilador clásico. Otra hipótesis estriba en que la radiación se debe al tránsito de un electrón libre a otro estado también libre (*free-free transitions*) dentro del campo de un protón; ésta es la clásica radiación de enfrenamiento (*Bremstrahlung*), originada al aproximarse un electrón a un núcleo de hidrógeno (choque a distancia), siguiendo una trayectoria hiperbólica (la *transición hiperbólica* estudiada por Kramers (8), de la que más tarde dió Sommerfeld la explicación cuántico-ondulatoria) (9). Una cuidadosa determinación de la intensidad de la frecuencia puede contribuir a dilucidar si alguna de las dos interpretaciones es correcta. Recientemente, la teoría clásica de la

(8) H. A. KRAMERS: «Phil. Mag.», 46, 836, 1923.

(9) A. SOMMERFELD: «Ann. der Phys.», 11, 257, 1931.

radiación de los electrones relativistas en el seno de un campo magnético (p. e., el reinante en una mancha solar), debida a Heaviside y Abraham (10), ha sido remozada por Arzimovich y Pomeranchuk (11), Denisse (12) y otros investigadores.

Asignando la densidad y temperatura electrónicas a los espacios interestelares necesarias para obtener la intensidad de ruidos realmente observada, resulta difícil conseguir plena concordancia, como no sea admitiendo temperaturas del orden de los 100.000° K. y densidades tan enormes como de un electrón por cm³.

Una tercera hipótesis sugiere que la radiación que nos ocupa se debe a la dispersión de la radiación procedente de las estrellas del tipo B, por los electrones de los espacios interestelares; como se demuestra que en este proceso existe una dirección privilegiada de polarización, las medidas de la misma en los ruidos galácticos, han de orientar sobre la veracidad de esta suposición.

Existen todavía otras hipótesis; p. e., una, según la cual, la radiación en cuestión sería causada por la radiación exaltada de las estrellas provocada por grandes erupciones, análoga a la de los ruidos solares anómalos que acompañan a las manchas solares; aquí nuevamente son de gran utilidad las medidas de la polarización de las ondas galácticas.

Otros autores, como Kwal (13), han tratado de interpretar las emisiones radioeléctricas del Sol y de la Galaxia por la radiación electromagnética de los energéticos protones primarios de la radiación cósmica, en el seno de los campos magnéticos intensos reinantes en muchos objetos celestes (hasta 4.000 gauss en las manchas y regiones activas del Sol); la teoría clásica demuestra que en tales campos, los protones de 10³ a 10⁴ MeV emiten ondas métricas y centimétricas.

Por otra parte, Kiepenheuer (14) ha tratado de asociar los ruidos radioeléctricos de la Galaxia con la radiación cósmica, admitiendo el efecto de electrones secundarios.

(10) M. ABRAHAM: «Ann. der Phys.», 10, 105, 1903.

(11) L. ARZIMOVICH et I. POMERANCHUK: «Jour. de Phys. et Radium», 9, 267, 1945.

(12) J. DENISSE: «Rev. Scient.», 84, 259, 15 septiembre 1946. Véase asimismo H. ALFVEN: *Cosmical Electrodynamics*, pág. 35 (Oxford, 1950).

(13) B. KWAL: C. R. 231, 1.057, 1950. «Jour. de Phys. et Radium», 12, 67, Enero 1951.

(14) K. O. KIEPENHEUER: «Phys. Rev.», 79, 738, 1950.

Lo más probable es que no *uno solo* de los mecanismos anteriores, sino su acción combinada y posiblemente con otros procesos todavía desconocidos (imposibles de conjeturar en el estado actual de la ciencia), sean la complicadísima causa productora de los ruidos cósmicos que nos ocupan.

Por su originalidad, exponemos a continuación una ingeniosa interpretación de la génesis en los espacios interestelares de la débil radiación en 21 cms. de longitud de onda (unos 1.418 Mc/seg.), sugerida por el astrónomo holandés van de Hulst en 1945.

Sabido es que la interpretación de la *estructura fina e hiperfina* de las rayas espectrales (Sommerfeld) exige la multiplicidad de cada una de las órbitas electrónicas del átomo; la más interna del hidrógeno en su estado fundamental consta realmente de dos subniveles muy próximos producidos por la interacción del momento magnético del núcleo y el del electrón II (transición de sus *spins* antiparalelos a paralelos).

Ordinariamente no es posible distinguirlos, pero el renombrado físico norteamericano Rabi (premio Nóbel 1944) y sus colaboradores han logrado poner a punto técnicas de laboratorio para distinguir los átomos de H en uno u otro estado. Siendo tan pequeña la separación de ambas órbitas en los átomos de dicho gas, el cálculo demuestra que el salto electrónico de una a otra absorbe o emite un cuanto de radiación cuya longitud de onda debe ser de 21 cms.

Hasta 1944 nadie esperaba que esta *transición* electrónica tuviera realidad, pues lo más probable era que fuera *prohibida* por las reglas de mecánica cuántica, por lo menos en condiciones normales, pero los astrónomos saben bien que alguna de las transiciones prohibidas en el laboratorio no son completamente imposibles (¡excepciones a la regla!). En un estado u órbita normal, el electrón sólo permanece en ella brevísimo tiempo (del orden de 10^{-8} seg.) antes de efectuar el salto permitido, mientras que en el nivel superior de los de la estructura hiperfina del hidrógeno puede llegar a permanecer hasta ¡once millones de años! Así como en nuestros laboratorios pueden acaecerle al átomo infinidad de vicisitudes o alteraciones energéticas antes de transcurrir tan fantástico lapso de tiempo (aunque no sean más que los choques con las paredes del recipiente que contiene el gas), en los espacios interestelares cabe la posibilidad de que permanezca inalterable durante largos períodos.

El primero que llamó la atención sobre ello, fué el astrofísico ho-

landés van de Hulst en 1945 (15), pasando casi inadvertida su sugerencia hasta que en la primavera de 1951, Ewen y Purcell, de la Universidad de Harvard, descubrieron la existencia de una débil radiación con onda de 21 cms. procedente de la Galaxia, descubrimiento confirmado poco después por Muller y Oort, en Holanda, y Christiansen y Hindman, en Sydney; véase el reciente e importantísimo trabajo de Wild (16) acerca de esta cuestión. No es necesario insistir sobre las prometedoras perspectivas que ofrece su estudio mediante las ondas radioeléctricas, ya que para ellas no existe el obstáculo del polvillo interestelar que oscurece la visión de la parte central de la Galaxia. Bastará señalar que con la mencionada onda de 21 cms. se ha obtenido ya por dichos investigadores una reproducción de diversos brazos o ramas en espiral de las partes más exteriores del sistema galáctico. La U. R. S. I. ha pedido al C. C. I. R. que sea reservada para la Radioastronomía la banda de los 1.420 Mc/seg. ($\lambda = 21$ cms.).

A Hey se debe la observación (17) de las fluctuaciones en la intensidad de las radioondas procedentes de la inmediaciones de la constelación del Cisne, mientras que permanece sensiblemente constante la de las emitidas por otras regiones celestes. Se supuso en un principio que tales fluctuaciones eran debidas a variaciones del foco radiógeno allí localizado (18); sin embargo, registrada simultáneamente la radiación con diversos receptores espaciados, se ha podido comprobar lo errónea de tal suposición, y concluyéndose que las susodichas variaciones se originan al atravesar la radiación la capa F de la ionosfera (19). Ultimamente, el Prof. Mitra ha expuesto sus trabajos (19a) para la determinación de la densidad de ionización de la ionosfera mediante la debilitación del ruido galáctico en ondas métricas. Se ha comprobado que tanto las intensas radioestrellas de Casiopea y del Cisne como las demás identificadas hasta ahora, emiten con intensidad constante, pero la amplitud y la fase con que son recibidas (Hewish) (20) están sujetas a fluctuaciones, debidas a fenó-

(15) H. C. VAN DE HULST: «Ned. Tijdschrift voor Natuurkunde», *11*, 210, 1945.

(16) J. P. WILD: «Astroph. Jour», *115*, 206, marzo 1952.

(17) J. S. HEY, J. W. PHILLIPS and S. J. PARSONS: «Proc. Roy. Soc.», *192*, 425, 1948.

(18) J. H. PIDDINGTON and H. C. MINNETT: «Austr. Jour. Sc. Res. A.», *4*, 00, 1951.—5, 17, 1952.

(19) F. G. SMITH, G. G. LITTLE and A. C. B. LOWELL: «Nature», *165*, 422, 1950.

(19a) A. P. MITRA: «Ind. Jour. of Physics», *26*, 495, Octubre 1952.

(20) A. HEWISH: «Proc. Roy. Soc. A.», *209*, 81, 1951.—214, 494, 1952).

menos de difracción en aquella capa F al sufrir ésta perturbaciones; precisamente puestas de manifiesto por los radio-ecos difusos o dispersos originados en dicha capa.

De aquí se infiere la posibilidad de que el estudio a fondo de tales fluctuaciones de intensidad, análogos al *centelleo* de las estrellas visibles, pueda llegar a constituir un nuevo y potente medio para investigar la desconocida causa de profundas alteraciones de la densidad electrónica (del orden de 10^9 electrones/cm³) en los estratos ionosféricos.

Para no prolongar excesivamente esta sucinta exposición, no nos detendremos en las observaciones sobre la ocultación de radioestrellas por la corona solar, investigación radioastronómica de los vientos en la ionosfera, etc.; en cuanto a las radioemisiones solares, por su especial importancia, les dedicamos la última parte de este trabajo.

A través de este breve resumen sobre el estado actual de las investigaciones que abarca la Radioastronomía, puede columbrarse los fascinadores horizontes abiertos por esta nueva Ciencia. Su brillante porvenir está ligado al de diversas ramas de la Astrofísica que, gracias al imponente arsenal de datos empíricos suministrados por técnicas de observación extraordinariamente refinadas, ofrece la necesaria base y puntos de apoyo a las especulaciones teóricas. No cabe duda que de una más amplia e intensiva colaboración entre las técnicas en alta e hiperfrecuencias y determinadas teorías eléctricas (por ejemplo, las del plasma iónico-electrónico), astrofísicas, etc., debe salir la solución del enigma de los ruidos cósmicos y solares (22).

ACCION MUTUA ENTRE ANTENAS Y CAMPOS ELECTROMAGNETICOS

La radiación incidente sobre una antena o sistema de antenas determinado puede originarse en una extensa región del espacio que subtienda un ángulo sólido relativamente grande, comparado con el de sensibilidad de la antena, o bien puede proceder de un foco con aquel ángulo pequeño; prácticamente, pueden coexistir las radiacio-

(22) La más reciente exposición sobre esta materia se debe a M. LAFFINEUR: *La Radioastronomie. L'Onde Electrique*, 33. 173. Marzo 1953.

nes procedentes de diverso origen y, por lo tanto, es necesario el empleo de métodos para su discriminación, aunque de momento supondremos que existe una sola de aquellas componentes de la radiación electromagnética.

No podemos entrar aquí en el estudio a fondo del funcionamiento de una antena o sistema de antenas, fenómeno de gran complejidad, en el que intervienen numerosos factores, cuyos efectos parciales son difíciles de determinar para cada tipo colector de ondas.

Entre los principales de aquellos factores citaremos: la impedancia, la ganancia, la directividad, la anchura de la banda. Todos ellos son imposibles de conseguir al máximo, de modo que debe dárseles mayor o menor importancia, según el fin que se proponga conseguir, pero casi siempre es la ganancia a la que se da la preferencia.

Al contrario de lo que ocurre con las señales utilizadas en radiocomunicación, el espectro de frecuencias y la dirección incidente de las recibidas por un *radiotelescopio* se extiende entre amplios límites de frecuencia, con características muy análogas a las del llamado *ruido térmico* en un conductor o, mejor dicho, el *ruido de fondo* de un radioreceptor que convierte en ruido las vibraciones electromagnéticas erráticas que a él llegan. De aquí la denominación de ruidos solares, ruidos galácticos, etc., según su presunto origen. Por estar repartida la potencia recibida a lo largo de todo el espectro de frecuencias, en vez de concentrarse en las proximidades de la frecuencia de la onda portadora de una señal radio, se acostumbra a medirla en *watts por ciclo* y no simplemente en watts.

La directividad de la antena receptora desempeña un papel de importancia primordial, dada la distribución de los focos radiógenos. Así, el ruido galáctico es más intenso hacia el centro de nuestra Galaxia en la constelación de Sagitario, pero como proviene en todas direcciones, el ruido se mide en watts por ciclo, por segundo, y estereoradian; ello exige un conocimiento preciso de las propiedades direccionales de la antena empleada. Precisamente, esta condición presupone radiotelescopios de *gran abertura* (o alineaciones de antenas de gran extensión).

Recordemos que se entiende por intensidad I de la radiación electromagnética incidente o *densidad de flujo de ruido*, la potencia recibida del foco radiógeno por unidad de área normal a la dirección con que incide sobre la antena y por unidad de frecuencia; en el

sistema M. K. S. su unidad es el watt/m²/ciclo/seg. He aquí algunas intensidades de diversos radiomanantiales:

Manantial radiante	λ en m.	INTENSIDAD (watts./m. ² ciclofseg)	OBSERVACIONES
Sol.	3 0,10	$2 \cdot 10^{-22}$ a $2 \cdot 10^{-20}$ 10^{-20} a 10^{-17}	Con erupciones de breve duración.
Vía Láctea.	3	Centro $6,5 \cdot 10^{-24}$ Cisne $2,5 \cdot 10^{-24}$ Polo $2,5 \cdot 10^{-24}$	Por grado cuadrado de la superficie radiante.
Focos discretos en la Vía Láctea.	3	10^{-24} a $125 \cdot 10^{-24}$ p. e. en la nebulosa del Cangrejo $18,5 \cdot 10^{-24}$	Su radiación difusa, crece proporcionalmente a la raíz cuadrada de λ .
Nebulosa de Andrómeda.	2	$4 \cdot 10^{-25}$	

Por analogía con la Óptica, se define la *luminancia* (o brillantez) *de ruido b* como la densidad de flujo de ruido por unidad de ángulo sólido (en estereoradians) subtendido por el foco en cuestión. Si éste no es de luminancia uniforme, se define por la derivada del flujo respecto del ángulo sólido o por su valor medio dentro de un ángulo sólido de abertura determinada.

Recordemos asimismo que se entiende por *temperatura efectiva o equivalente* T_e de un manantial térmico, la temperatura del *cuerpo negro* que subtienda el mismo ángulo sólido que dicho manantial y que suministre un flujo de radiación térmica, cuya intensidad I o potencia unitaria sea igual a la realmente observada; se expresa en grados Kelvin K° .

Evidentemente, si la luminancia no es constante dentro del cono de recepción de la antena, se obtiene un valor *medio* de aquella temperatura; por lo demás, esta definición es general, y en ningún modo restringida a manantiales térmicos.

De aquí se deduce que la *intensidad* I de un foco radiante también puede expresarse mediante el producto de la temperatura T del cuerpo negro por el ángulo sólido subtendido por el foco en cuestión; si se trata del Sol, se toma para este ángulo el correspondien-

te a un disco casi siempre distinto del visible, según la frecuencia de la radiación.

La potencia captada por un radiotelescopio, puede expresarse como sigue:

$$P = \int I(x, y, z, \theta, \phi, \nu, p, t) G(\theta, \phi, \nu, p) F(\nu) \sin \theta \, d\theta \, d\phi \, d\nu,$$

siendo I , la intensidad de la radiación electromagnética incidente; x, y, z , las coordenadas de posición del punto de observación; θ y ϕ , los ángulos azimutal y cenital del foco que radia en una frecuencia ν y con una polarización p .

La contribución de esta radiación incidente a la potencia suministrada en la salida del radiotelescopio depende de las características direccionales de la antena $G(\theta, \phi, \nu, p)$ que son función no sólo de la dirección (θ, ϕ) , sino de la frecuencia ν y de la polarización p . La dependencia de ν puede evitarse, limitando la respuesta de frecuencia del receptor a una *banda* lo suficientemente estrecha para que la *ganancia* y la directividad de la antena (conceptos que definiremos en seguida) no varíen dentro de la banda de frecuencias indicada.

La respuesta, a su vez, es proporcional al ángulo sólido ($\sin \theta \, d\theta \, d\phi$) y al intervalo $d\nu$ de frecuencias; el radiotelescopio mide el valor de esta integral, en la que está incluida la intensidad I . Diseñando el receptor de modo que todas las variables sean independientes de la frecuencia, dentro de la banda elegida, la integración de $F d\nu$ puede hacerse por separado, dando la anchura de banda B del telescopio.

Así se puede resolver la integral:

$$P = B \int I(\theta, \phi) G(\theta, \phi) \sin \theta \, d\theta \, d\phi.$$

En el caso de que el foco radiógeno subtienda un ángulo pequeño comparado con el de recepción de la antena, la respuesta de ésta puede considerarse constante dentro de dicho ángulo; entonces, la integración respecto a este último nos da:

$$P_v = 1 \pi R^2 / r^2 \quad \text{para el Sol} \quad P_v = 6795 \cdot 10^{-5} I_v,$$

siendo R el radio del foco, r la distancia al mismo y $\pi R^2 / r^2$ el ángulo sólido subtendido por aquél. Para la mayoría de radiotelescopios, el

Sol subtiende tal pequeño ángulo, razón por la que los datos sobre ruidos solares son más fácilmente evaluados en intensidad que los correspondientes a ruidos galácticos.

La relación entre la intensidad I de la radiación emitida por el foco radiante y su temperatura equivalente T_e se deduce, o mediante la fórmula de Planck (que para las frecuencias radioeléctricas se simplifica, reduciéndose a)

$$I_\nu = 2 \nu^2 k T_e / c^2 \quad \text{ó} \quad I_\lambda = 2 k T / \lambda^2 \\ = 3,07 \cdot 10^{-37} \nu^2 T_e$$

o bien siguiendo a Burgess (23) y Lehmann (24), por generalización de la de Nyquist, $\bar{V}^2 = 4kRT\Delta\nu$, referente a la tensión eficaz engendrada por la fluctuación térmica de los electrones en un conductor de resistencia R . Aplicándola a la *resistencia de radiación* de una antena omnidireccional, dentro de un recinto conteniendo *radiación negra*, se llega, para expresión de la *potencia disponible* (25) en la antena, a la fórmula siguiente (independiente de la resistencia):

$$P = k T \Delta\nu$$

siendo k la constante de Boltzman y $\Delta\nu$ la anchura de la banda de frecuencia.

Si esta antena se conectara a una *resistencia pura* a través de una línea de transmisión perfectamente adaptada, se establecería el equilibrio cuando la temperatura del recinto fuera igual a la de la resistencia; ajustando la temperatura de esta última hasta que no hubiera transmisión de energía, se podría determinar la temperatura del recinto.

Sencillos razonamientos termodinámicos prueban que estos resultados son también válidos para las antenas reales, *todas ellas más o menos directivas* (sabido es que la antena perfectamente *isotrópica* no existe). Si además, éstas no están dentro de un recinto, sino

(23) R. E. BURGESS: «Proc. Phys. Soc.», 53, 293, 1941.—58, 313, 1946.

(24) G. LEHMAN: «L'Onde Electr.», 28, 165 y 200, abril y mayo 1948.

(25) Dado un generador de f. e. m. F y resistencia interna R , es bien sabido que la máxima potencia que del mismo puede obtenerse se consigue cuando la impedancia de carga es igual a R . Entonces la d. d. p. en los extremos de esta última vale $F/2$ y la potencia suministrada por el generador $F^2/4R$, que es la potencia máxima disponible o útil.

orientadas hacia un cuerpo negro que subtiende un ángulo sólido mayor que el de recepción Ω de la antena, el equilibrio se establecerá asimismo cuando la resistencia esté a la misma temperatura que el cuerpo negro; en cambio, si éste subtiende un ángulo menor que Ω , la potencia en antena se reducirá proporcionalmente. En el primer caso, si la potencia ruido $\frac{4kR_0T\Delta\nu}{4R_0} = kT\Delta\nu$ (medida en el receptor), corresponde al que produciría una resistencia *adaptada* a la antena a la temperatura T_e , siempre sería posible conectar esta última con una resistencia pura a dicha temperatura para conseguir el equilibrio. La temperatura equivalente T_e de la antena, sirve de medida para la emisión del manantial radiante, puesto que si éste fuera un cuerpo negro perfecto para la banda de frecuencias del receptor, el equilibrio se establecería cuando T_e fuera igual a la temperatura del manantial.

En el segundo caso, cuando el ángulo sólido ω subtendido por este último es menor que Ω , la potencia disponible en la antena queda reducida en la proporción ω/Ω con respecto al caso anterior y, por lo tanto, el equilibrio entre la antena y la resistencia se establecerá ahora sólo cuando la emisión del manantial sea Ω/ω veces mayor que la del que tuviera la temperatura T_e ; por lo tanto, la verdadera temperatura del foco radiante debe ser $T_m = (\Omega/\omega)T_e$.

Si la radiación procede de un pequeño foco que subtienda un ángulo sólido despreciable o desconocido (como ocurre con las radioestrellas galácticas), entonces no es posible deducir la temperatura del manantial y su intensidad sólo puede expresarse en función del flujo recibido en la tierra dentro de una determinada banda de frecuencias. En este caso, la potencia disponible en la antena, engendrada por el flujo incidente depende del *área efectiva* A o equivalente de aquella que se define por *el cociente entre la potencia realmente captada por la antena y la densidad de potencia de la onda incidente* (potencia por unidad de superficie).

El área efectiva de una antena es función de la dirección con que recibe las ondas; para espejos y lentes (tan utilizados en ondas métricas y centimétricas) cuyas dimensiones sean grandes comparadas con la longitud de onda, su área efectiva máxima es aproximadamente igual a la de su abertura, y su sensibilidad en otras regiones está regida por la difracción ordinaria de ondas planas incidentes en la abertura. En la práctica, el área efectiva sólo alcanza generalmente el 65 por 100 de la abertura.

Cuando la emisión de un manantial radiante se expresa por su flujo de potencia, es necesario especificar, además, la *polarización* de la antena utilizada (es decir, la dirección de las líneas de fuerza del campo eléctrico de la onda), puesto que tanto si ésta se utiliza polarizada lineal o circularmente para medir la radiación polarizada al azar (o circularmente), el flujo medido será solamente la mitad del total incidente. En cambio, la luminancia b deberá duplicarse, pues, por definición:

$$b = \frac{2 P}{A \Omega \Delta \nu} = \frac{2 k T_m}{\lambda^2}$$

de donde se deduce la densidad de flujo:

$$S = b \Omega = \frac{2 k T_m}{\lambda^2} \Omega$$

Finalmente, el área efectiva A de una antena está relacionada con su ángulo sólido de recepción Ω y con la longitud de onda de trabajo por la conocida fórmula (26):

$$A = \frac{\lambda^2}{\Omega} = \frac{G \lambda^2}{4 \pi}$$

siendo G la *ganancia* de la antena en una dirección determinada (27).

El concepto de *ganancia* aplicado a una antena, es una medida de la *directividad* del diagrama del campo radiado por la misma, comparado con el de un *radiador isotrópico*, o sea una antena *ideal* que radiara uniformemente en todas direcciones. Cuantitativamente, *la ganancia de potencia en una dirección determinada es la relación entre la potencia que debe ser radiada por la antena isotrópica para obtener una cierta intensidad de campo en aquella dirección y la po-*

(26) R. A. SMITH: *Aerials for Metre and Decimetre Wavelengths*. Cambridge Press, 1949.

(27) Esta fórmula se obtiene por consideraciones ópticas, mediante las cuales la evaluación de la ganancia máxima G_m de una antena (o sistema de antenas) *bidimensional* en la que todos los elementos radiantes están excitados *en fase*, corresponde al problema de difracción en una abertura uniformemente iluminada con la misma área que dicho sistema de antenas. Entonces $G_m = \frac{4 \pi A}{\lambda^2}$. Véase D. A. BELL: *Gain of Aerial Systems*. «Wir. Engin», 26, 316, 1949.

tencia que debe radiar la antena real para obtener la misma intensidad de campo en la mencionada dirección y a la misma distancia. También se define la ganancia por la relación entre la potencia P_i suministrada a un radiador isotrópico ideal sin pérdidas para que produzca una determinada intensidad de campo en una cierta dirección, y la potencia P_r suministrada a la antena real para que produzca esta misma intensidad de campo, en la misma dirección y a la misma distancia. En decibels $G = 10 \log_{10} \frac{P_i}{P_r}$.

Ahora bien, como la potencia radiada (primera definición) por la antena real es menor que la suministrada a la misma (por efecto de la potencia disipada en las resistencias pasivas, etc.), la segunda definición conduce a valores más bajos de la ganancia, a no ser que dichas resistencias pasivas sean despreciables en comparación con la resistencia de radiación. Esto es lo que generalmente ocurre con las antenas corrientemente utilizadas para microondas y aun de radio-difusión (28).

La noción de ganancia se extiende a una antena receptora por simple aplicación del teorema de reciprocidad. En efecto, se demuestra (29) que dadas dos antenas A_1 y A_2 adaptadas a sus feeders (guías-ondas, líneas coaxiales, etc.), la relación de la potencia recibida en el feeder de recepción a la emitida, es la misma, tanto si se utiliza A_1 o A_2 para emisión, como si son receptoras.

Desgraciadamente, la directividad de las antenas usuales es muy pequeña (o su poder de resolución θ en terminología óptica, que, como es sabido, depende de la abertura D expresada en longitudes de onda λ ; el ángulo θ medido en radians es proporcional a λ/D), pues en ellas se mezclan las ondas que llegan dentro de ángulos sólidos de gran abertura. Aun en los mayores radiotelescopios de haz pinceliforme (espejos parabólicos) construídos hasta la fecha, su poder de resolución (separador) es enormemente inferior al de los pequeños telescopios visuales, lo que dificulta la interpretación de las variaciones de energía electromagnética recibida al dirigir el sistema a las diferentes regiones celestes, si se trata de discriminar focos discretos entre la radiación de fondo. De ahí la necesidad de recurrir a

(28) F. E. TERMAN and J. M. PETTIT: *Electronic Measurements*, pág. 433. «Mc Graw. Hill», 1952.

(29) L. DE BROGLIE: *Les ondes electromagnetiques centimetriques*, pág. 33, redactado por G. Goudet, «Dispositifs rayonnants». París, 1948.

métodos interferométricos (de los que más adelante nos ocuparemos) análogos en sus fundamentos a los utilizados corrientemente en Óptica, p. e., el de Lloyd o el de Michelson.

MÉTODOS DE MEDIDA. RESULTADOS OBTENIDOS

La medida de la radiación electromagnética en la banda de las ondas métricas a las centimétricas procedente de cuerpos cósmicos (Sol, radioestrellas, Galaxia) ofrece serias dificultades: 1.º, por la gran extensión de su espectro de frecuencias en vez del *monocromatismo* más o menos característico de las señales corrientemente empleadas en radiocomunicación; 2.º, por su débil potencia con respecto a la engendrada en el mismo receptor en forma de *ruido propio* y, por lo tanto, difícilmente discernible de este último, ya sea auditivamente en el altavoz, ya sea en la pantalla de un oscilógrafo catódico. Bastará indicar que el límite inferior de aquel ruido propio es del orden de $NkT = N4.10^{-21}$ watts por ciclo, siendo N el llamado *factor o cifra de ruido* (a que luego nos referiremos); para un receptor corriente vale de 3 a 4 en la banda de las ondas métricas y de 20 a 30 en la de las ondas decimétricas. Ahora bien: es evidente que la intensidad de radiación recibida debe sobrepasar en un pequeño tanto por ciento al ruido propio del receptor, de modo que prácticamente la sensibilidad límite en aquellas bandas de frecuencia viene a ser de unos 5.10^{-22} watts/m² ciclo, o sea del mismo orden de magnitud que la que se intenta captar.

Cuando se trata de utilizar un buen receptor de radiodifusión para el estudio de la radiación estelar o solar, se comprueba en seguida que adolece de:

- a) Una sensibilidad generalmente insuficiente.
- b) Una inestabilidad de la amplificación con el tiempo, lo que imposibilita toda seguridad en las medidas.
- c) Fluctuaciones en los registros del indicador de la tensión de salida, que son del mismo orden de magnitud que lo que se trata de medir.

Hay, pues, que renunciar a los radiorreceptores ordinarios como medidores *de ruido* y enfocar el problema en toda su complejidad, para la construcción de receptores exclusivamente destinados a tal objeto, a fin de alcanzar relaciones señal/ruido excelentes, elevadas. El primero de éstos parece que fué proyectado y realizado por Dicke

en el M. I. T. durante la pasada guerra mundial (30). Después, bien poco se ha publicado (que nosotros sepamos) sobre el mejoramiento de la sensibilidad y estabilidad de estos especiales receptores, verdaderos *radiómetros de hiperfrecuencias*; sin embargo, destacan los trabajos que desde 1949 ha venido publicando el joven investigador francés Steinberg (31), con vistas al perfeccionamiento de estos aparatos, no sólo para el estudio de las ondas radioeléctricas extraterrestres, sino con otros fines, p. e., la determinación de temperaturas de objetos terrestres (para fines científicos, militares, etc.), en las condiciones en que los dispositivos termométricos usuales resultan poco sensibles.

La medida de las pequeñas potencias que acabamos de ver excitada en la antena la radiación sidérea al azar, exige el empleo de un amplificador de tubos electrónicos, en cuyo seno, como es bien sabido, se engendra un *ruido de fondo* que puede llegar a ser considerablemente mayor que el que se trata de poner en evidencia, enmascarando y alterando profundamente sus efectos (reducción de la relación señal/ruido); tal ruido de fondo (debido al *efecto Johnson* de agitación electrónica en los conductores más importante que el *efecto Schottky o de granalla* a causa de la discontinuidad de la emisión catódica) puede ser expresada en función de la temperatura equivalente T_r del receptor.

Se acostumbra a evaluar el ruido de un receptor por el llamado *factor o cifra de ruido del receptor* (32), que se designa por N ; del mismo se han dado diversas definiciones, aunque no difieran esencialmente en los resultados numéricos que con ellas se obtienen. Una de las más utilizadas se expresa por la siguiente relación:

$$N = 10 \log_{10} \frac{\text{relación señal/ruido en la antena}}{\text{relación señal/ruido a la salida del receptor}}$$

Esta relación es independiente:

1.º De la adaptación de la antena al receptor.

(30) R. H. DICKE: «Rev. Scient. Instr.», 17, 267, julio 1946.

(31) J. L. STEINBERG: «L'Onde Electrique», 29, 160, abril 1949; 32, 445, noviembre-diciembre 1952.

(32) M. O. J. STRUTT: *Ultra and Extrem Short-wave Reception*, págs. 69-71 (van Nostrand, 1947); R. E. BURGESS, *loc. cit.*; W. KLEEN, *El ruido de fondo en los radio-receptores*. (Publicaciones del «Instituto Nacional de Electrónica», Madrid, 1951.)

2.º Del modo como está conectado el aparato de medida a la salida de aquél.

3.º De la forma de la banda de frecuencias (anchura) pasantes.

4.º De la amplificación total.

Se trata, pues, de una propiedad *intrínseca* del receptor.

Su producto por $kT_0\Delta f$ expresa el ruido total equivalente a la entrada del receptor, estando la antena dentro de un recinto a la temperatura ambiente T_0 ; como la radiación de este último suministra, como hemos visto, un ruido $kT_0\Delta f$, el receptor contribuye a este ruido con $(N-1)kT_0\Delta f$. Antes ya adelantamos que el valor de los factores de ruido oscila entre 3 para ondas métricas hasta unos 20 con ondas centimétricas.

Consideremos ahora de qué depende el límite de sensibilidad de un receptor. Hasta aquí hemos tratado de niveles *medios* de ruido. Desconectada la antena del receptor, las indicaciones instantáneas de la aguja del registrador a la salida del amplificador fluctuarán al azar alrededor de un valor medio correspondiente a la potencia de entrada que depende de T_0 ; se demuestra que aquellas indicaciones son estadísticamente independientes para intervalos mayores que $I/\Delta f$.

Ello autoriza a considerar la potencia de ruido como constituida por Δf impulsos de ruido independientes por segundo. Si la etapa final del amplificador junto con el registrador poseen una constante de tiempo t , entonces se registra la media de $t\Delta f$ impulsos u observaciones independientes.

La distribución de amplitud en el ruido obedece a que los valores del *apartamiento* (*ecart*) o *desviación estandard* σ y el nivel medio son iguales; según se demuestra en Estadística, dicho apartamiento con respecto a la verdadera media de las medias de una serie de n valores es igual a σ/\sqrt{n} .

Se llega, pues, a la conclusión de que las lecturas del registrador de salida fluctuarán alrededor del verdadero promedio, proporcionalmente a $\sqrt{t\Delta f}$ y, por lo tanto, será posible medir la potencia de ruido engendrada en el circuito de entrada del receptor con una precisión de $T_r/\sqrt{t\Delta f}$.

Conectando la antena al receptor, las lecturas del registrador fluctuarán al azar alrededor de un nuevo promedio correspondiente a una potencia de entrada proporcional a $T_r + T_a$; el incremento experimentado por las lecturas de la potencia de salida, será posible

acusarlo siempre que exceda de estas fluctuaciones y, por lo tanto, la potencia captada por la antena podrá ponerse de manifiesto si $T_a > T_r \sqrt{t \Delta f}$. De aquí se deduce el siguiente resultado práctico de que *siempre es posible registrar la potencia al azar recibida por una antena y que sea mucho menor que la del ruido inherente al amplificador, utilizando este último de banda ancha y un registrador de salida de banda estrecha.*

De acuerdo con la expresión antes indicada, el ruido total de salida es equivalente al de entrada dado por:

$$[(N - 1) T_o + T_a] k \Delta f,$$

y, por lo tanto, la amplitud de registro de ruido, ofrecerá fluctuaciones equivalentes a:

$$[(N - 1) T_o + T_a] k \Delta f / \sqrt{t \Delta f}.$$

Se deduce de aquí que será posible acusar una variación δT_a en la temperatura de una antena, cuando la variación correspondiente que produzca en el nivel medio $k \delta T_a \Delta f$ sea del mismo orden que el de las fluctuaciones, es decir:

$$\delta T_a \approx [(N - 1) T_o + T_a] / \sqrt{t \Delta f}.$$

Sustituyendo en esta expresión los símbolos por sus correspondientes valores numéricos, tendremos una idea de la mínima variación de temperatura que es posible señalar por este procedimiento. Así, p. e., si hacemos $T_a = T_o = 290^\circ \text{ K}$, $N = 10$, $\Delta f = 10 \text{ Mc/s}$, $t = 1 \text{ seg}$, resulta $\delta T_a \approx 1^\circ \text{ C}$., que da una indicación aproximada de la sensibilidad del método radieléctrico para la determinación de temperaturas, cuya importancia no es preciso encarecer por las múltiples aplicaciones que ofrece a la investigación astrofísica.

Una aplicación interesante de este método es la determinación de la temperatura de la Luna, que hasta ahora había sido hecha en el infra-rojo; en Luna llena viene a ser de unos 292° K . Más adelante nos extenderemos sobre las temperaturas de las principales regiones del Sol.

Evidentemente, el valor que acabamos de obtener es sólo un límite superior, pues tratándose de cuerpos celestes, es frecuente, como ocurre con el Sol, que el ángulo sólido por ellos subtendido sea me-

nor que la apertura del cono de la antena receptora, en cuyo caso es mayor aquel mínimo de temperatura susceptible de acusar radioeléctricamente.

En la práctica, acostumbran a utilizarse valores de $t\Delta t$ del orden de 10^5 a 10^7 , lo que indica la posibilidad de acusar potencias de antena de *una milésima* de la potencia de ruido del propio receptor. Aunque con este método sea teóricamente posible recibir pequeñas potencias con una antena, en la práctica presenta serias dificultades de realización, principalmente porque es necesario casi siempre que el receptor trabaje durante largos periodos sin calibrarle y por requerirse el registro mecánico de la corriente de salida; cualquier variación del ruido propio o de la ganancia (p. e., deterioro no franco de una lámpara) debe ocasionar una variación en las lecturas del registro de salida, de modo que es imprescindible un calibrado periódico del aparato para mantener invariable la ganancia o potencia de ruido del mismo.

Estas dificultades fueron parcialmente solventadas por Dicke (33) mediante un método en el que periódicamente se sustituye la antena por una resistencia a la temperatura ambiente; el período de conmutación es suficientemente corto para que las constantes del receptor permanezcan inalteradas entre dos sucesivas posiciones del conmutador, funcionando como el *fotómetro de centelleo* utilizado en fotometría heterocromática. Si la antena y dicha resistencia presentan la misma impedancia a la entrada del receptor, la corriente a la salida contendrá una componente de frecuencia igual a la de conmutación, cuya amplitud es proporcional a la ganancia del amplificador y a la diferencia entre la temperatura equivalente de la antena y la del ambiente. De todos modos, la potencia de salida depende todavía de la linealidad del receptor y de la ley del detector; por lo tanto, es necesario, en general, el calibrado del aparato, y si éste no se efectúa por medio de un manantial patrón de ruido, hay que conocer la respuesta de frecuencia del receptor.

Otro muy ingenioso método de medida de pequeñas potencias de ruido se debe a Ryle y Vonberg (34), y siendo independiente de la ganancia y de la respuesta de frecuencia del receptor, no requiere el conocimiento de la ley del detector; además, puede funcionar entre

(33) R. H. DICKE: *loc. cit.*

(34) M. RYLE and D. D. VONBERG: «Proc. Roy. Soc.», A. 193, 48, 1948.
K. E. MACHIN and M. RYLE: «Proc. Inst. Electr. Engin», 99, III, 127, mayo 1952.

amplios límites de potencias sin necesidad de una conmutación calibrada de la ganancia. En este sistema, un manantial local de *ruido-patrón* (generalmente un diodo saturado) a temperatura variable, es ajustado continua y automáticamente para que esté en equilibrio con la antena. El receptor se conecta alternativa y rápidamente con la misma y con el manantial de ruido; ello equivale a una comparación cíclica de uno y otro, con un período bajo, comparado con las fluctuaciones del receptor. Si las impedancias de uno y otro son iguales, las energías que atraviesan el receptor en las dos posiciones serán iguales, cuando lo sean las temperaturas efectivas del manantial de ruido y de la antena; esta condición es independiente de la impedancia y del nivel de ruido del receptor. Si las dos potencias no son iguales, el registro de salida contendrá una componente con la frecuencia de conmutación, cuya amplitud y fase miden el desequilibrio entre antena y manantial.

Radiotelescopios.—En la banda de las ondas métricas, se acostumbra a captar la energía radioeléctrica mediante antenas *directivas*

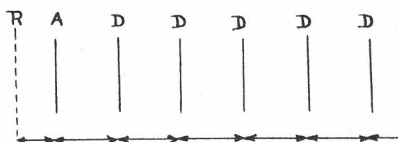


Fig. 3.—Antena A con reflector R a la distancia de $\lambda/4$ y con 5 directoras.

vas (35); éstas se consiguen, o bien acoplando convenientemente un *dipolo A en semilongitud de onda* ($\lambda/2$) (fig. 3) con una reflectora R (por detrás y a $\lambda/4$) y una o varias *directoras D* (espaciadas de $\lambda/2$ y situadas en un mismo plano) o mediante *alineaciones* o entramados de dipolos distribuidos regularmente en superficie plana (aunque puede ser cilíndrica, etc.) (36), con sus correspondientes reflectores (fig. 4),

(35) Véase su teoría elemental en los tratados especiales sobre antenas, por ejemplo, J. D. KRAUS: *Antennas* (Mc. Graw New York, 1950.—S. A. SCHELKUNOFF and H. T. FRIS: *Antennas; theory and practice*, Wiley, New York, 1952.—S. SILVER: *Microwave Antenn Theory and Design*, tomo 12 de la «M. I. T. Radiation Series», y aun en las obras modernas de Electricidad, p. e., Y. ROCARD, *Electricité*, pág. 458. Masson, 1950.

(36) E. WALSH: P. I. R. E. 39, 1.074, septiembre 1951; G. VON TRENTINI, P. I. R. E., 41, 397. 1953.

de los que la figura 5 reproduce un diagrama polar de *directividad* (para el caso de *ocho dipolos*). También se utilizan sistemas de ante-

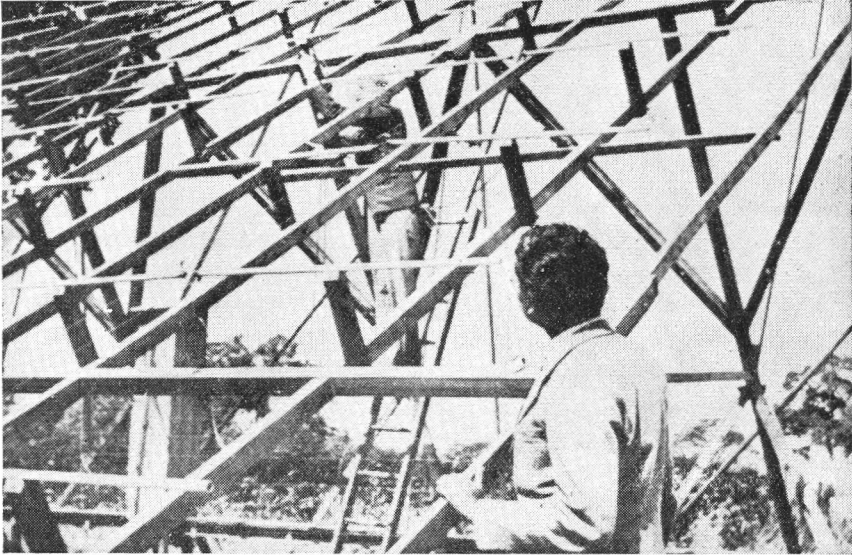


Fig. 4.—Bastidor que sostiene uno de los entramados de dipolos receptores en Jodrell Bank (Manchester)

nas *en hélice* (la del radiotelescopio de la Universidad de Ohio) con sus ejes paralelos, que además de responder a una ancha banda

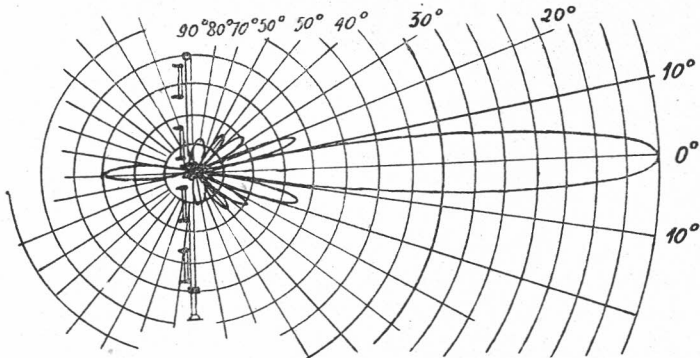


Fig. 5.—Diagrama de directividad de un sistema de ocho dipolos con reflector.

de frecuencias, permiten acusar la polarización circular de la radiación incidente.

Para ondas deci y centimétricas son muy utilizados espejos parabólicos (casi nunca macizos, sino constituidos superficialmente por fina tela metálica, sostenida mediante adecuadas nervaduras), en cuyo foco va montado un dipolo (simple o *plegado*) o varios de distinta longitud (cuando se desean recibir diversas ondas), respaldados por un disco *reflector* a $\lambda/4$ de distancia del dipolo. El espejo concentra

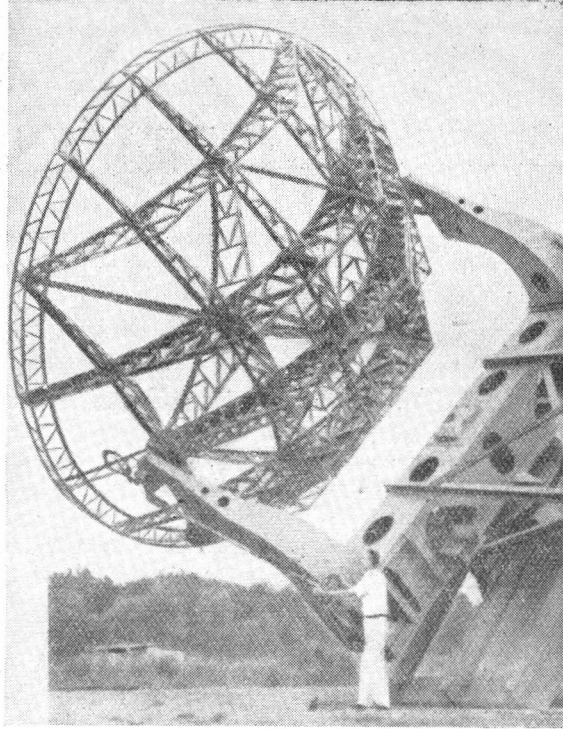


Fig. 6.—Radiotelescopio del «Bureau of Standards» (U. S. A.).

sobre el dipolo la radiación recibida del exterior, de modo que la energía viene multiplicada por un factor (del orden de 10^2 a 10^3), que es la llamada *ganancia* G del parabolóide, cuyo cálculo no detallamos. Evidentemente, este segundo procedimiento goza de mayor elasticidad que el anterior, en lo concerniente a las longitudes de onda exploradas, ya que las alineaciones sólo permiten la recepción de la única longitud de onda para la que están sintonizados sus dipolos.

La figura 6 representa el espejo de 7,5 metros de diámetro del

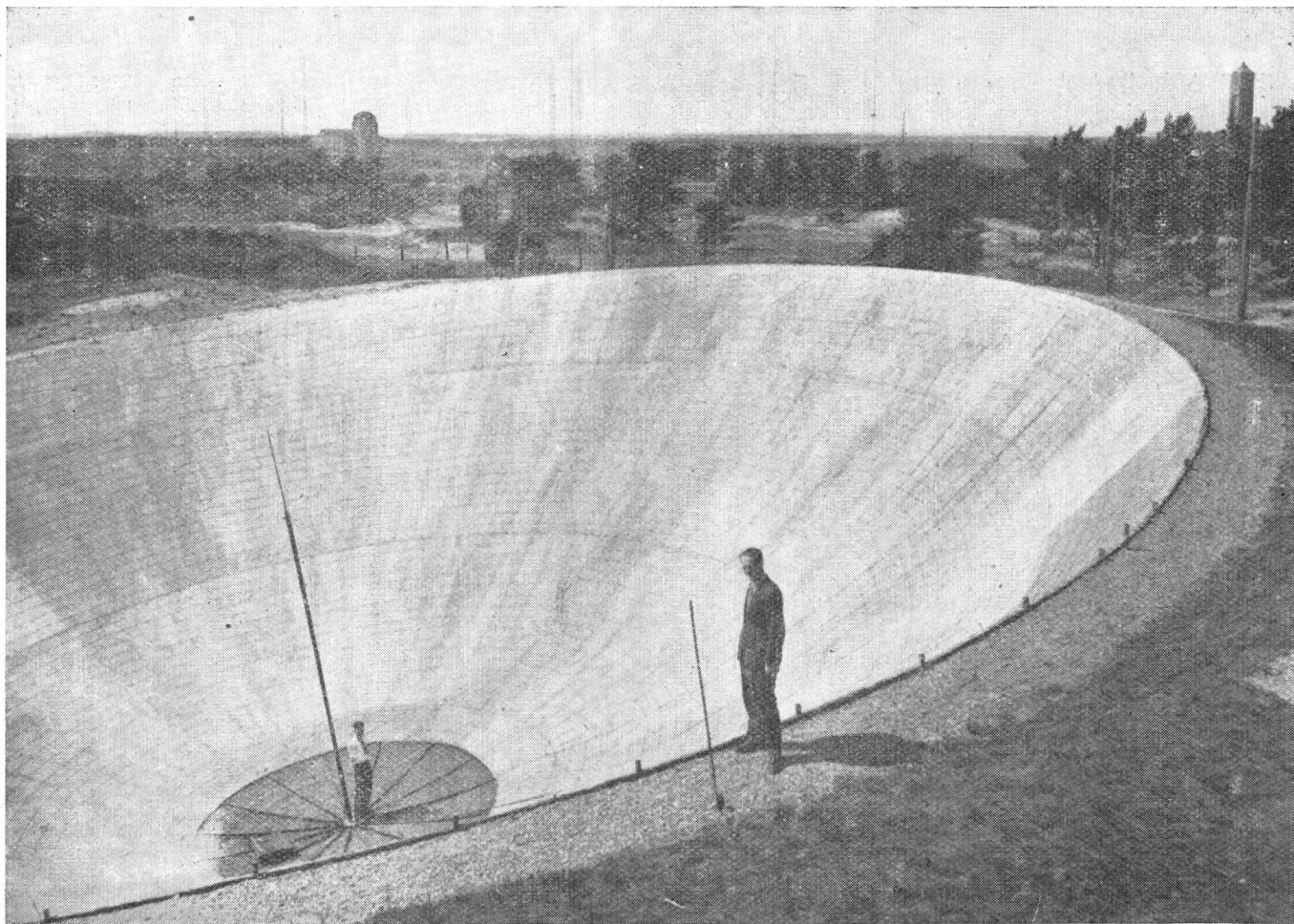


Fig. 7.—Espejo (excavado en el suelo) de uno de los radiotelescopios de Kootwijk (Holanda).

radiotelescopio del «Bureau of Standards» (U. S. A.) con montaje paraláctico. Hasta ahora, el mayor de estos espejos es el de Jodrell Bank (en las cercanías de Manchester), construido por el Prof. Lovell y sus colaboradores, al que ya nos referimos antes. Su *poder separador* con onda de 2 m. es de unos 2° , y de $0,5^\circ$ con ondas de 1 m. de longitud; como éste es el diámetro aparente del Sol, se comprende la insuficiencia de este dispositivo, aunque pudiera orientarse para las observaciones solares, pero con él se han hecho los principales estudios sobre la radioestrella de la nebulosa de Andrómeda. En la misma localidad, el propio Lovell va a proceder a la construcción de otro espejo gigantesco parabólico de 75 m. de diámetro, dotado de movimiento altazimutal ¡¡...y con un peso que excederá de las 1.300 toneladas!!

Como curiosidad, la figura 7 muestra una variante poco común de tales espejos, excavándolo en el suelo, como se ha hecho en Kootwijk (Holanda).

Radioreceptores.—No podemos entrar aquí en pormenores sobre las peculiaridades y sumo cuidado que requiere el montaje del radiorreceptor especialmente dicho que requiere todo radiotelescopio; es sencillamente labor de artesanía, que no está al alcan-

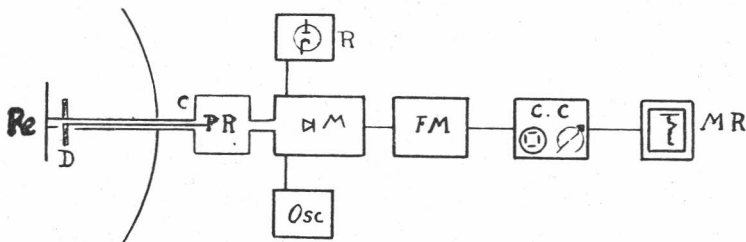


Fig. 8.—Esquema de bloques del receptor de un radiotelescopio.

ce, ni mucho menos, de cualquier montador, antes al contrario, requiere de su parte una paciencia benedictina y una meticulosidad a toda prueba, además de un criterio claro y una suma de conocimientos sobre las exigencias, rarezas... y *genialidades* de las microondas, poco comunes entre los técnicos no especialistas.

De acuerdo con el esquema de la figura 8, indicaremos a grandes rasgos las partes esenciales de un radiotelescopio de espejo. En él puede verse el dipolo en semionda D (con su disco reflector Re a la distancia $\lambda/4$ de aquél), cuya impedancia (73 ohms) es igual a la *característica* del cable coaxial C o, en el caso de que el dipolo sea de

mayor impedancia (plegado, etc.), se *adapta* mediante *transformadores de impedancia*, combinaciones de líneas (*baluns*), etc., así como a la entrada de la primera etapa amplificadora en alta frecuencia con *ruido mínimo*, aunque inevitable, a causa de las fluctuaciones del tiempo de tránsito de los electrones entre cátodo y rejilla de entrada. Existen, desde luego, *condiciones óptimas* para las cuales se consigue la máxima *relación señal/ruido*; estas condiciones dependen de un acertado acoplamiento entre el colector de ondas y el circuito de entrada (acoplamiento que casi siempre es distinto del que procura la máxima amplificación), así como de una juiciosa elección del primer triodo (nunca pentodo que, como se sabe, es siempre más ruidoso) de las condiciones en que trabaja y de como está acoplado al siguiente (generalmente con *rejilla a masa*, montaje llamado *cascode* por Wallman) (37).

Sigue una *etapa mezcladora* (por cristal de silicio o germanio, o diodo) de las ondas captadas con las producidas por el oscilador local *Osc* para provocar una primera *conversión de frecuencia* (superheterodino de frecuencia media bastante elevada, entre 20 y 30 Mc/seg. y de banda ancha hasta 1 ó 2 Mc/seg.), seguida de una segunda detección, filtros, etc., desembocando, finalmente, en dos canales, uno para recibir las señales en altavoz y otro provisto de un amplificador de corriente continua CC, cuyas variaciones inscribe el miliamperímetro registrador MR. Hay, además, el diodo *saturado* R, productor del *ruido-patrón*, con el que se comparan (según ya hemos dicho) los recibidos del exterior.

Sería prolijo entrar ahora en la descripción de los *receptores panorámicos*, hoy día tan en boga, con los que se abarca una amplia banda de frecuencia (entre 40 y 240 Mc/seg.), que se proyectan sobre la pantalla fluorescente de un tubo de rayos catódicos.

Métodos interferenciales.—Los radiotelescopios interferenciales están fundados en los máximos y mínimos que provocan las interferencias de las ondas recibidas por un conjunto de dos antenas (o sistemas de antenas).

Dos tipos de radiointerferómetros vienen siendo utilizados. Uno, análogo al método de Lloyd en Óptica, y debido a McCready,

(37) H. WALLMAN, A. B. C. MACNEE and C. P. GADSDEN: P. I. R. E., 36, 700, mayo 1948; véase también G. E. VALLEY and H. WALLMAN: *Vacuum Tube Amplifiers*, vol. 18 del M. I. T. Radiation Series; L. A. MOXON: *Recent Advances in Radio Receivers*. Cambridge Univ. Press., 1949.

Pawsey y Payne-Scott (38), aprovecha las interferencias producidas entre la radiación recibida directamente por un sistema de dipolos (antena Yagi) montado en un acantilado, y la reflejada por la superficie del mar ; la figura 9 reproduce una vista de este dispositivo montado por Little y la señorita Payne-Scott en Dover Heights (Sydney).

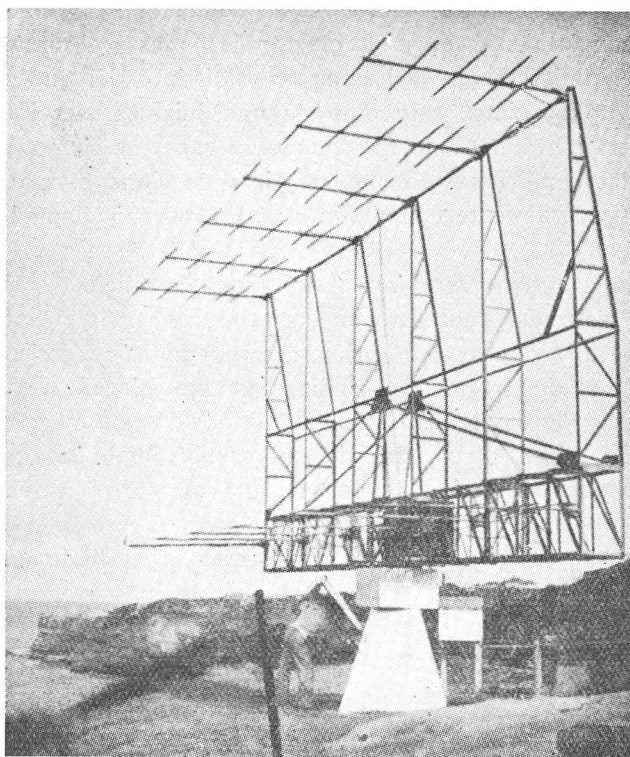


Fig. 9.

El otro se basa en las interferencias creadas por la superposición de la radiación recibida en dos antenas iguales, separadas lateralmente en dirección normal al frente de onda, y fué ideado por Ryle y Venberg en Cambridge ((39)). Este radiointerferómetro de antenas

(38) L. L. Mc CREADY, J. L. PAWSEY and R. PAYNE-SCOTT: «Proc. Roy. Soc.», 190A, 357, 1947.

(39) M. RYLE and D. D. VONBERG: «Nature», 158, 339, 1946; «Proc. Roy. Soc.», 193A, 48, 1948.

gemelas no es más que una versión en gran escala del interferómetro estelar de Michelson, utilizado corrientemente para la determi-

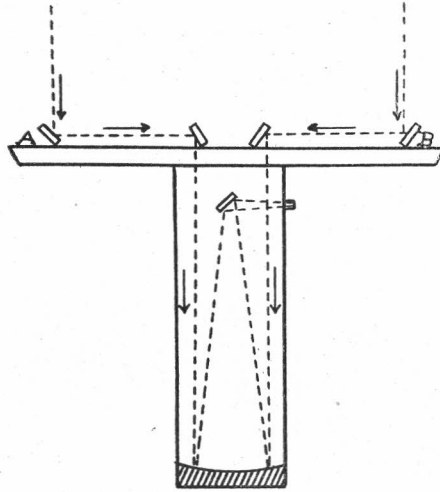


Fig. 10.—Interferómetro estelar de Michelson.

nación de diámetros de estrellas, separación de estrellas dobles muy próximas (fig. 10); las dos antenas en cuestión corresponden a los dos espejos exteriores A y B del dispositivo de Michelson.

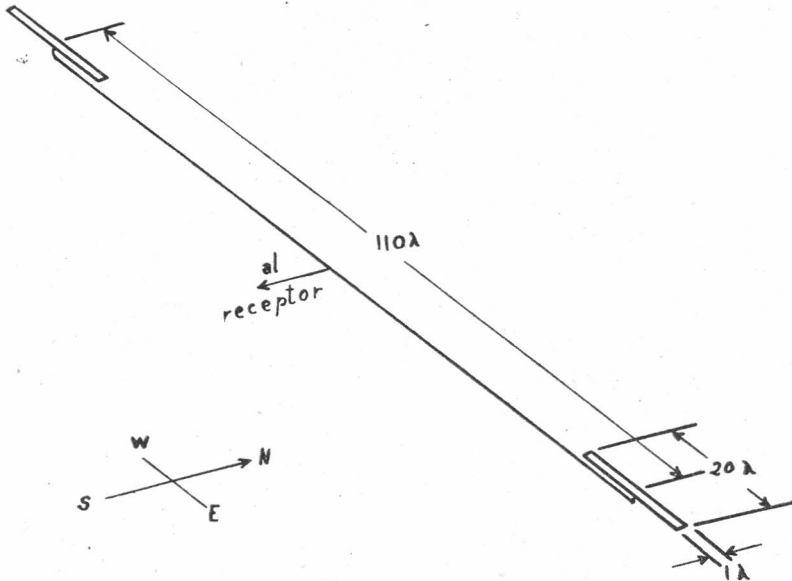


Fig. 11.—Radiointerferómetro de Ryle.

En este radiointerferómetro (utilizado en Cambridge con onda de 3 m., en Cornell University con onda de 1,5 m., etc.), las ondas procedentes de una radioestrella o del Sol son interceptadas por los dos sistemas de antenas, separadas a una distancia D en la dirección E-W (fig. 11) (de unas 110λ en el primero, y 50λ en el segundo), y habiendo llegado hasta los 10 kms. el investigador australiano B. V. Millo para conseguir una resolución de $1'$ con frecuencias de 100 Mc/s. mediante dos cables coaxiales *de la misma longitud*, se llevan las señales recibidas a la entrada del receptor apropiado. Según el valor del ángulo de incidencia de las ondas en las antenas, la interferencia

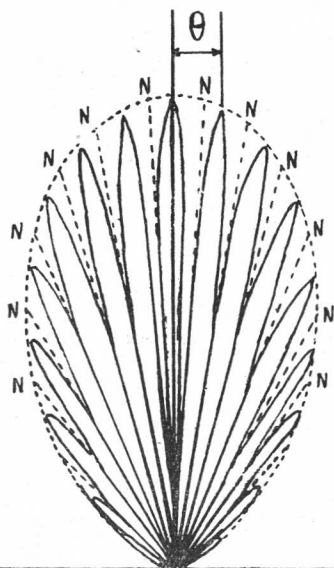


Fig. 12.—Diagrama polar del radiointerferómetro anterior.

de ambas señales, debida a su *diferencia de marcha*, dará sucesivos máximos y mínimos de intensidad por efecto del movimiento diurno del foco radiógeno, equivalentes a las franjas brillantes y oscuras de Óptica. Un estudio detallado del fenómeno, mediante la *función de radiación* del sistema de antenas gemelas, proporciona el *diagrama de recepción* del interferómetro; es una curva que representa en unidades arbitrarias la energía recibida de un foco puntiforme y está constituida por un agrupamiento de *lóbulos* o máximos (fig. 12). Sus direcciones son tales que la diferencia de marcha a ambas antenas es un múltiplo entero de la longitud de onda, siendo la separación angular entre dos máximos consecutivos $\theta = \lambda/D$ radians; la envol-

vente E de los lóbulos está determinada por el diagrama polar de cada una de las dos antenas.

Dichos lóbulos son tanto más numerosos y estrechos cuanto mayor es la distancia entre las dos antenas gemelas; se demuestra que si la distancia entre ellas es de n veces la longitud de onda, se forman $2n + 1$ lóbulos de igual abertura y correspondientes a intensidad máxima de recepción (fig. 13) y $2n$ direcciones de recepción nula.

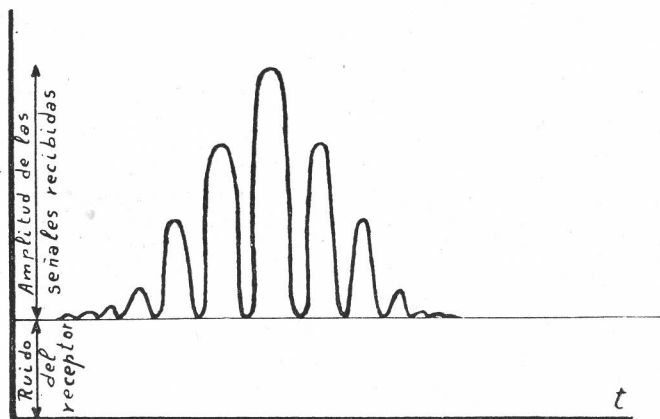


Fig. 13.—Variaciones de la intensidad de recepción en un radiointerferómetro.

Si se separan las antenas gemelas hasta conseguir que el ángulo entre dos lóbulos adyacentes sea del mismo orden de magnitud que el del ángulo bajo el cual vemos al Sol, la gráfica de la corriente

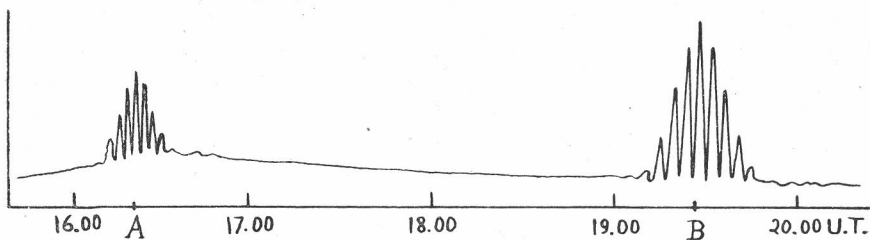


Fig. 14.—Paso de una radioestrella, acusada por las oscilaciones de la intensidad de recepción (en A y B).

recibida se modifica según el aspecto de la figura 14. Así, como entre dos lóbulos alejados, no se recibe la radiación del foco radiógeno, al aproximarse aquellos existe siempre una región de este último que es recibida por uno de los dos lóbulos adyacentes y, por lo tanto, la energía recibida del manantial, nunca se anula; así, pues, si dentro de un fondo de radiación difusa (p. e., galáctica) existe un

foco discreto radiante que subtienda un ángulo menor que θ se producen oscilaciones de la corriente recibida (como indica la figura en A y B) que acusan la existencia de dicho foco. Mediante esta técnica, Stanier obtuvo por vez primera en Cambridge la distribución de la energía emitida por unidad de superficie del disco solar con ondas de 60 cms. y 4 m. de longitud, respectivamente.

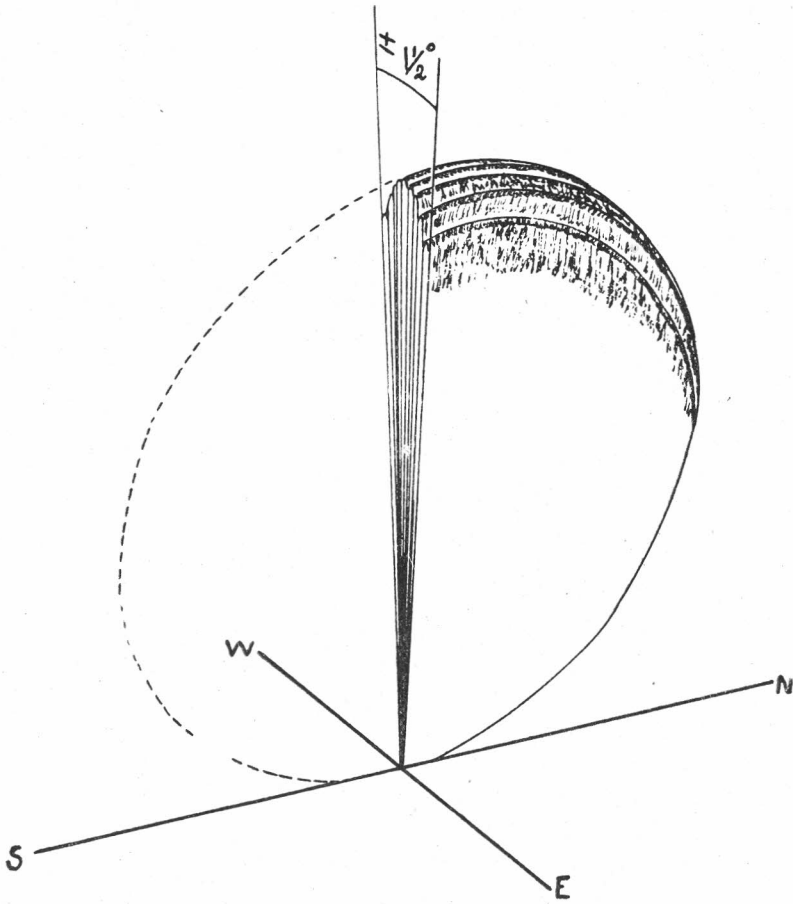


Fig. 15.—Diagrama espacial de la intensidad de recepción en un radiointerferómetro.

Puede analizarse este método más detenidamente, considerando el diagrama *espacial* de radiación, indicado en la figura 15; se ve que, prácticamente, no es posible separar dos focos radiantes situados en un mismo plano vertical y que sólo se pueden acusar diferencias de emisión entre dos zonas o regiones del disco solar que pasan sucesivamente frente al sistema de antenas por efecto del movimien-

to diurno. Así se consigue estudiar diferentes *lonjas* o fajas de Sol, aunque sin poder distinguir cómo está distribuída la energía solar dentro de una misma faja. Para esta observación solar, es necesario, evidentemente, disponer el sistema de antenas gemelas *móvil*, con la altura correspondiente a la culminación del astro, registrando la corriente desde una media hora antes y después de aquélla.

Cuando se trata de determinar la posición de una erupción (*burst*) sobre el disco solar, es necesaria la observación simultánea del astro con un radiotelescopio de espejo, operando, naturalmente, a la misma frecuencia que el interferómetro; de la comparación de los registros en ambos instrumentos, pueden ser separadas las interferencias debidas a las erupciones y deducirse su relación temporal con el registro de la radiación normal del Sol, *no excitado*; (así se ha podido localizar el (o los) focos eruptivos dentro de una faja N-S, cuya anchura está generalmente comprendida entre $1/5$ y $1/3$ de la anchura total del disco solar).

Recientemente, Ryle ha dado a conocer un nuevo tipo de radio-interferómetro (40) más complicado que los anteriores, pero que posee grandes ventajas sobre ellos, no sólo para la detección, sino también para la localización de débiles radioestrellas y, en general, de toda clase de *focos discretos* de radiación hertziana. En el nuevo dispositivo que su autor designa por *sistema conmutador de fase* (*phase-switching system*), también se emplean las dos antenas gemelas para obtener las franjas de interferencias, pero se ha dispuesto un conmutador para que pueda introducirse una longitud de cable *igual a una semilongitud de onda*, en uno de los dos cables que van al receptor; con ello es posible desplazar las franjas de manera que los nuevos máximos correspondan a los mínimos del primitivo sistema de franjas.

Los dos sistemas de franjas vienen representados en la figura 16, en la cual la envolvente de los lóbulos está determinada por la $A(\theta)$ de cada antena o alineación de la misma. $A(\theta)$ es una función que representa el área efectiva de cada una de aquéllas para la recepción de la radiación incidente en la dirección θ y, por lo tanto, lleva incluida toda directividad según el plano axial, es decir, normal a la recta que enlaza las dos antenas.

(40) M. RYLE: «Proc. Roy. Soc., 211A, 351, 1952.

Se demuestra que la receptividad de potencia de este dispositivo, cuando las antenas están en fase, viene dada por la expresión:

$$A(\theta) [1 + \cos \{2\pi d/\lambda \sin \theta\}],$$

siendo θ el ángulo entre la dirección del manantial radiante, y dicho plano axial, d , la separación entre antenas, y λ la longitud de onda de cada trabajo.

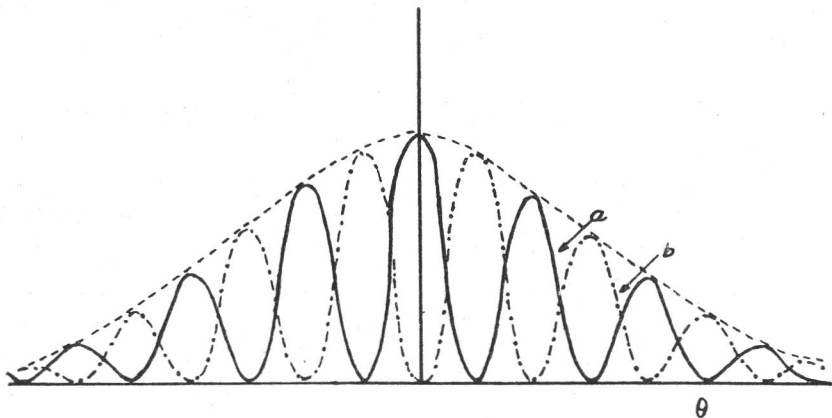


Fig. 16.—Sistemas de franjas en el nuevo radiointerferómetro de Ryle.

Cuando las antenas están conectadas en oposición fase, la receptividad vale:

$$A(\theta) [1 - \cos \{2\pi d/\lambda \sin \theta\}].$$

Si se consideran ángulos próximos al plano axial del interferómetro, las anteriores expresiones se simplifican y reducen a:

$$A(\theta) [1 \pm \cos (2\pi d \theta/\lambda)].$$

Por el rápido funcionamiento del conmutador, la potencia recibida por las antenas contendrá una componente alterna dada por $2pA(\theta) \cos (2\pi d\theta/\lambda)$, siendo p el flujo de potencia recibida por aquellas en la dirección θ . Si el receptor posee una detección cuadrática, la tensión de salida contendrá una componente estacionaria en la que están comprendidas la potencia de ruido engendrada en el propio receptor junto con la componente alterna cuadrática, cuya amplitud

es $2GpA(\theta) \cos(2\pi d\theta/\lambda)$, siendo G una constante que engloba la *ganancia* del receptor y la constante del detector.

Por lo tanto, empleando un amplificador que responda a la componente alterna del detector, pero no a la continua, es posible obtener una tensión alterna de salida, relacionada con la potencia captada del foco radiante. Combinando esta tensión con una señal de referencia derivada del conmutador de fase, será posible obtener una corriente continua, cuya magnitud y signo dependan de la intensidad y dirección del radiomanantial o radioestrella.

MEDIDA DE LA POLARIZACION DE LA RADIACION INCIDENTE

La emisión de radiación por un mecanismo completamente al azar, tal como la emisión de luz por un cuerpo incandescente, produce un campo en el que sus dos componentes perpendiculares no manifiestan coherencia de fase alguna; en cambio, la observación de las ondas radioeléctricas emitidas por el Sol, ha demostrado que muchas veces en su radiación, además de estar polarizada al azar, se pueden poner de manifiesto diversas componentes más o menos intensas polarizadas elíptica y circularmente.

Los métodos de análisis utilizados para ello son enteramente análogos a los que han venido aplicándose para el estudio de la luz polarizada; una antena polarizada linealmente desempeña el papel de un nicol analizador, y las láminas *cuarto de onda* se sustituyen por dos antenas perpendiculares polarizadas linealmente y separadas un cuarto de onda.

Dos casos han de considerarse: 1.º, cuando la intensidad de la radiación es considerable en comparación con la de fondo; 2.º, cuando el foco radiante produce una intensidad análoga o menor que la de fondo.

En el primer caso, es claro que la presencia de una componente polarizada en un plano puede determinarse por rotación de una antena polarizada linealmente alrededor de un eje normal al plano de la onda, y observando la variación de la intensidad registrada con la potencia de la antena; las ondas polarizadas circularmente o al azar darán una intensidad independiente de aquella posición, mientras que la existencia de un máximo y un mínimo permitirá el estudio de las ondas polarizadas elípticamente.

La radiación polarizada circularmente puede determinarse mediante dos antenas adyacentes polarizadas linealmente, cuyos planos de polarización son normales entre sí. Si la salida de ambas antenas se combinan de tal modo que se introduce un cuarto de onda suplementario en uno u otros de los caminos ofrecidos a las ondas, el sistema será sensible, ya sea a una dextrogira, ya sea una levogira, pero anulará la salida de la onda de polarización opuesta.

Una onda polarizada en un plano (no observada hasta ahora) o al azar, producirá iguales intensidades en ambas posiciones, cuyo valor será igual a la mitad de la debida a una onda polarizada circularmente de intensidad análoga. Observando la intensidad registrada en las dos condiciones, será evidentemente posible determinar la intensidad y la polaridad de las componentes de la radiación polarizadas circularmente, mientras que la presencia de dos ondas iguales polarizadas circularmente, pero de sentido contrario, no pueden distinguirse de la radiación polarizada al azar.

El cuarto de onda suplementario, puede ser introducido en una antena, o bien espaciando las dos antenas a un cuarto de longitud de onda en la dirección de la normal a esta última, o bien intercalando en una de las conexiones una línea de transmisión de cuarto de onda; la primera solución es, desde luego, la mejor, teniendo la elemental precaución de emplear líneas de transmisión de la misma longitud o que difieran en un número *impar* de semilongitudes de onda.

Con ondas cortas es fácil construir el equivalente de una lámina $\lambda/4$, fundado en los principios de los guía-ondas; montándolo enfrente de la antena, de modo que su eje forme un ángulo de 45° con el de aquélla, el sistema será sensible a una u otra de las componentes de la onda polarizada circularmente. Covington (41) utilizó este dispositivo para estudiar la polarización de la radiación solar con ondas de unos 10 cms.

Si la radiación del manantial radiante está enmascarada por la de igual o mayor intensidad procedente de la Galaxia, se hace difícil determinar la polarización por los métodos acabados de indicar, pues los pequeños cambios del diagrama polar o de impedancia ocasionados por la rotación, conexión, etc., de las antenas, pueden provocar pequeñas variaciones de la intensidad registrada.

Estas causas de error se eliminan con otro método de medida idea-

(41) A. E. COVINGTON: P. I. R. E., 37, 407, 1949.

do por Ryle y Vonberg (42), en el que se evita todo movimiento de la antena. En este sistema, dos antenas polarizadas linealmente se disponen a determinada distancia en la dirección E.-W., y las variaciones periódicas de intensidad provocadas por la rotación de la tierra, se utilizan para distinguir la radiación del foco objeto de estudio, de la *de fondo* (galáctica, etc.); para acusar la existencia de una componente polarizada linealmente, es necesario observar la amplitud de las *bandas* o franjas de interferencia obtenidas en las antenas paralelas o giradas en diferentes posiciones alrededor de la normal a la onda.

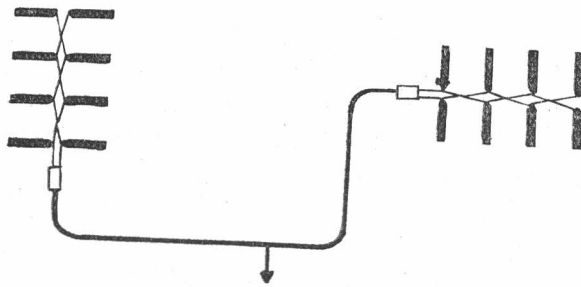


Fig. 17.—Dispositivo de Ryle y Vonberg para determinar la polarización circular de la radiación.

Si las antenas se montan según direcciones perpendiculares (figura 17), el sistema puede ser utilizado para determinar la intensidad de la componente polarizada circularmente. La incidencia de las ondas polarizadas al azar, producirá componentes no coherentes en ambas antenas, y las variaciones de la diferencia de marcha hasta ellas por rotación de la tierra, no causarán variaciones en la intensidad registrada. En cambio, la llegada de ondas polarizadas circularmente, producirá componentes coherentes, y toda variación de la diferencia de caminos a las dos antenas dará lugar en el registro a una variación periódica; la amplitud de esta componente para una onda totalmente polarizada será igual a la obtenida con las antenas paralelas, pero estará defasada de $1/4$ de período, en una dirección dependiente de la polaridad de la onda.

(42) M. RYLE and D. D. VONBERG: *Loc. cit.*

CARACTERISTICAS EN ALTA FRECUENCIA DE LA ATMOSFERA SOLAR

Sabido es que la atmósfera solar está constituida esencialmente por hidrógeno intensamente ionizado, distinguiéndose en ella por sus diferentes propiedades ópticas y eléctricas dos regiones: la *cromosfera*, que se extiende hasta alturas del orden de los 10.000 kilómetros sobre la superficie visible fotosférica, y la *corona*, esencialmente irregular en sus límites superior e inferior, que llega a alcanzar alturas del orden del diámetro solar. Su densidad protónica y electrónica es una función decreciente con aquéllas, según se deduce de las observaciones espectroscópicas (Baumbach).

Esta distribución electrónica es tal, que la corona interna resulta opaca a las ondas métricas, y la cromosfera a las centimétricas; de aquí se deduce, de acuerdo con las leyes de Kirchhoff, que son ambas regiones las que determinan la radiación térmica del Sol en el dominio de las radiofrecuencias. Según resulta de los datos espectroscópicos, la temperatura de la corona es del sorprendente orden del millón de grados, y la de la cromosfera excede notablemente (unas cinco veces) de los 6.000° K., que es la del espectro negro del disco visible; es de esperar, pues, que la temperatura efectiva de Sol en radiofrecuencia, alcance también valores muy elevados.

Martyn fué el primero en calcular teóricamente la radioemisión térmica del Sol *en calma* (43), llegando a la conclusión de que la temperatura efectiva a 1 metro de λ correspondería al millón de grados de la corona, debiendo disminuir con ondas de menor longitud, cuya emisión aumenta al aproximarse al limbo solar.

Una de las más interesantes tentativas para deducir la temperatura aparente del Sol encalmado a partir de datos experimentales se debe a Pawsey y Yabsley (44); aunque las medidas de intensidad con ondas del orden del metro han sido realizadas dentro de largos períodos, éstos corresponden a los años próximos al máximo de manchas solares, durante los cuales el Sol ha emitido grandes intensidades debidas a sus perturbaciones, lo que evidentemente dificulta su discriminación de las debidas exclusivamente al astro no perturbado.

(43) F. MARTYN: «Proc. Phys. Soc.», A, 193, 44, 1948.

(44) J. L. PAWSEY and D. E. YABSLEY: «Austr. Jour. Sci. Res.», A2, 198, 1949.

Sin embargo, aquellos investigadores han encontrado que la distribución estadística de las intensidades diarias presenta dos componentes; por ser la menor de ellas de mínima dispersión, puede admitirse que es la que corresponde al Sol en calma.

En ondas decimétricas y centimétricas todas las observaciones están comprendidas dentro de intensidades mucho menores (excluyendo algunos bruscos aumentos relativamente raros). En estas longitudes de onda, existe una marcada correlación entre las relativamente pequeñas fluctuaciones de nivel y el área de las manchas solares; por lo tanto, de la gráfica de correlación, podrá extrapolarse el nivel correspondiente al área nula de manchas.

Recientemente, Smerd (45) ha tratado este problema más detalladamente desde el punto de vista teórico. La intensidad radioeléctrica de la atmósfera solar la deduce como resultado integral de la emisión, absorción y refracción a lo largo de la trayectoria total del rayo que pueda emerger de la atmósfera solar en la dirección del observador. En ondas largas (mayores del metro), dicha trayectoria discurre principalmente por el interior la corona; en cambio, ésta es completamente transparente para longitudes de onda centimétricas y para las de longitud intermedia entre ambos límites; la corona y la cromosfera contribuyen a la intensidad resultante, calculándose las trayectorias de los rayos según procedimientos muy prolijos en los que no podemos entrar aquí.

El parámetro más importante que determina la intensidad a lo largo de la trayectoria es el *coeficiente de absorción* μ , dado por la expresión:

$$\mu = \frac{\tau^2 N^2}{nf^2 T^{3/2}}$$

en la que N es la densidad electrónica, n el índice refractivo, f la frecuencia y τ una función de N y de T de variación lenta.

Ahora bien, se demuestra ya en los cursos clásicos que la temperatura efectiva T_e de la radiación de un medio gaseoso isotrópico cuya temperatura es T a la distancia l , obedece a la conocida ecuación exponencial:

$$T_e = T(1 - e^{-\mu l}),$$

(45) S. F. SMERD: «Austral. Jour. Sci. Res.», A3, 34, 1950.

de la que se deduce que si el exponente de la exponencial es grande, lo será asimismo la absorción a lo largo del recorrido del rayo y, por tanto, $T_e \approx T$.

Como se ve, este resultado es equivalente a la ley de Kirchhoff, que dice que cuando la absorción es muy grande, la emisión se aproxima a la de un radiador perfecto. El producto del coeficiente de absorción por la longitud del recorrido del rayo se llama *profundidad efectiva* τ , de modo que, en general:

$$\tau = \int \mu \, dl,$$

que algunos autores llaman también *profundidad óptica*, pues este concepto fué introducido por Milne para longitud de onda ópticas.

En el caso de la atmósfera solar tratado por Smerd, se tiene para los rayos contenidos íntegramente en la corona:

$$T_e = T_c (1 - e^{-2\tau_c}),$$

siendo τ_c la profundidad efectiva en el *punto de retroceso* y, por tanto, sólo la mitad de la corresponde al rayo total y T_c la temperatura de la corona.

Es interesante comparar los razonamientos de Martyn y de Smerd con los de Piddington (46), que ha intentado resolver el problema a la inversa de los anteriores investigadores; combinando los datos obtenidos experimentalmente para longitudes de onda inferiores a 50 cms., con ciertas observaciones ópticas, este autor deduce la densidad electrónica y la distribución de temperatura en la cromosfera. Su análisis queda simplificado por considerar solamente ondas cortas para las cuales puede despreciarse la refracción en las regiones en las que se produce efectivamente la emisión; por lo tanto, las trayectorias de los rayos son sensiblemente rectilíneas, pues el índice de refracción μ es aproximadamente igual a la unidad y, de consiguiente, el coeficiente de absorción se reduce a

$$\mu = \frac{\zeta N^2}{f^2 T^{3/2}},$$

Utilizando los valores de N y T deducidos de las observaciones

(46) J. H. PIDDINGTON: «Proc. Roy Soc.», 203A, 417, 1950.

espectroscópicas, Piddington evalúa primero la contribución coronal para distintas longitudes de onda, y restándola de los valores experimentales obtiene la componente cromosférica de la temperatura aparente del disco.

La temperatura efectiva en el centro de este último se deduce por cálculo, y combinando estas últimas con los resultados experimentales, se llega a la siguiente ecuación:

$$T = 4800 + 1,94 \cdot 10^4 \left[\int_h^{\infty} \frac{N^2}{T^{3/2}} dh \right]^{-\frac{1}{2}},$$

siendo T y N la temperatura y la densidad electrónica a la altura h .

Para la deducción de estas dos últimas magnitudes, es necesaria otra relación entre ambas, obtenida a partir de datos ópticos. En efecto, de los trabajos de Menzel y Cilliè, se deduce que la intensidad del espectro continuo del hidrógeno o de la serie de Balmer en la cromosfera, es proporcional a N^2/T ; además, de los trabajos de Wildt, resulta asimismo que dicha intensidad decrece exponencialmente con la altura. En definitiva, se obtiene la siguiente ecuación, válida para alturas superiores a los 1.500 kms.:

$$N^2 T^{3/2} = 1,44 \times 10^{16} \text{ epx. } [-1,2 \times 10^8 h],$$

siendo h la altura en centímetros.

Para determinar la distribución de intensidad, también puede recurrirse a las medidas efectuadas durante los eclipses de Sol; de aquí el gran interés que ofrecen las efectuadas con ondas centimétricas en el último de aquéllos, ocurrido el 25 de febrero de 1952. Las intersecciones de las posiciones del borde de la Luna para diferentes observadores muy separados, permite la localización de las áreas solares activas; este es el método utilizado por Christiansen, Yabsley y Mills (47).

Eclipses radioeléctricos.—Ya en anteriores eclipses, se habían intentado las observaciones radioeléctricas del Sol, aunque con escaso éxito, pues debe darse un conjunto de circunstancias favorables, que raramente se consiguen. Desde luego, la primera y principal es que la actividad solar radioeléctrica sea *mínima*; en caso contrario, es imposible discriminar si las variaciones de la intensidad radioeléctrica

(47) W. N. CHRISTIANSEN, D. E. YABSLEY and B. Y. MILLS: «Austr. Jour. Sci. Res.», 24, 506, 1949.

solar en el transcurso del tiempo, son debidas a las intrínsecas de la radiación o a las provocadas por la variación de la superficie solar apantallada por la Luna durante el eclipse. Esta fué la causa que invalidó las medidas realizadas por los astrónomos soviéticos durante el eclipse de 1947 en el Brasil. Conviene, además, observar el eclipse en una región alejada de centros urbanos (con pocos parásitos industriales) y a una hora en que el Sol esté alto sobre el horizonte, para evitar las perturbaciones debidas a las reflexiones sobre el suelo, etc.

Los resultados obtenidos por la expedición francesa a Markala (Sudán) en el eclipse del 1 de septiembre de 1951 con ondas de 1,90 m., probaron claramente que el contacto radioeléctrico entre el Sol y la Luna tenía lugar antes *que el óptico*, lo que indica que la imagen radioeléctrica solar es mayor que la óptica. Las medidas interferométricas suministran el diámetro, la luminancia, la distribución de energía, etc., resultando ser el radiosol *elíptico*, con una excentricidad de un 10 por 100 y de un 40 por 100 la diferencia de diámetros entre aquél y el óptico que vemos; además, está rodeado de un anillo más *brillante que el resto*. Estos son los resultados más recientes y de mayor precisión obtenidos por el Instituto de Radiofísica australiano con ondas de 21 cms., mediante un imponente *radio interferómetro de haz múltiple* (ideado y construido por Pawsey y Christiansen), constituido por 32 espejos parabólicos de 1,80 m. de diámetro (fig. 18) sobre montura ecuatorial alineados a lo largo de una base de 13 m. y montado en potencia de 2 para obtener la misma diferencia de marcha eléctrica entre cada uno de los espejos y el receptor. Este dispositivo produce una serie de franjas estrechas bien separadas; operando con una longitud de onda de 21 cms., tales franjas tienen una anchura de 3' y están a 92' de distancia.

Sus respectivos dipolos están conectados a un receptor común, mediante líneas de igual longitud, lo que se consigue (con un error menor que el centímetro) gracias a un ingenioso dispositivo. Igual que en Óptica, se obtienen espectros de distintos órdenes; el de primer orden está bisecado por la perpendicular a la base, y los de órdenes superiores se suceden a una y otra parte de aquélla a intervalos de algunos grados; como el receptor sólo capta una estrecha banda de frecuencias, los haces de los diferentes espectros se reducen a delgados pinceles de unos 3', de anchura eficaz, es decir, prácticamente el valor del poder de resolución. Al pasar el disco solar a través del diagrama, es *analizado* por el aparato cada vez que atra-

viesa uno de aquellos pinceles, y el registro gráfico suministra las correspondientes variaciones de intensidad; así se comprueba la existencia del anillo radioeléctrico que rodea al Sol, a que antes ya nos hemos referido, aunque menos intenso que el previsto por la teoría.



Fig. 18.

A lo largo del tramo horizontal del registro aparecen, a veces, picos o cúspides más o menos acentuados, debidos a *manchas radioeléctricas*, más activas que el resto de la superficie del astro y generalmente asociadas con las manchas visibles, que en muchos casos subsisten, después de desaparecer estas últimas.

RADIACION SOLAR HIPERFRECUENTE

El estudio comparativo de los registros que vienen obteniéndose hace ya una decena de años en numerosos observatorios de todo el mundo y con diferentes longitudes de onda, ha permitido distinguir en los radio-ruidos solares las siguientes componentes:

1.^a Una *emisión térmica* procedente de los electrones libres de la corona.

Para una *temperatura electrónica* de unos $7 \cdot 10^5$ °K., según resulta de la discusión del grado de ionización (suministrado por la intensidad de las líneas espectrales de la corona) y para la densidad electrónica deducida de la luminancia de aquélla en el espectro visible, concuerdan

sensiblemente la distribución espectral de la emisión y la observada dentro del intervalo de ondas de 10 cms. a 10 m. de longitud. Por la acción conjunta de la emisión, absorción y refracción, la radiación asciende tanto más hacia las capas superiores de la corona, cuanto mayor es su longitud de onda. Con ondas centimétricas, se observa un espectro muy análogo al del cuerpo negro a 6.000° K.; en realidad, la temperatura aparente es del orden de los 10.000° K., con variaciones diarias que pueden pasar del simple al doble.

2.^a Una *débil componente variable en la zona de las ondas centi y decimétricas*, cuya intensidad está en íntima relación con el número relativo de manchas, o sea con la superficie manchada solar; sus fluctuaciones son del orden de 1/3.

Para la longitud de onda de 10,7 cms., Denisse (48) encuentra, a partir de las observaciones de Covington durante 1948, un coeficiente de correlación de + 0,87, con la superficie de las manchas, y de + 0,83 con los números relativos; si se tiene en cuenta el campo magnético de las manchas, la correlación es algo mejor.

En la banda de las ondas decimétricas, la temperatura aparente pasa de los 10⁵ °K. a 10 cms. hasta el *millón de grados K* para los 60 cms. de longitud de onda.

Todavía no está aclarado si esta componente es de origen térmico, pero no cabe duda que debe proceder de las capas perturbadas de la corona interna, por estar relacionada con los grupos de manchas. Los incrementos de opacidad por efecto giromagnético de los electrones en los campos magnéticos de las manchas (lo que da lugar a una radiación polarizada circularmente) han sido ampliamente discutidos por el propio Denisse (loc. cit.) Kiepenheuer (49); puede pensarse incluso en una cierta influencia de las regiones de más elevada temperatura de la corona interna sobre los grupos de manchas. En todo caso, las ondas comprendidas entre 3 y 50 cms. de longitud, ofrecen una magnífica posibilidad (según hicieron notar Pawsey y Yabsley (50) para la observación ininterrumpida de las manchas, *independientemente de la observación visual*.

3.^a Una *componente intensamente variable* en la banda de las ondas métricas, emitida principalmente por la corona y que sólo

(48) J. F. DENISSE: «Ann. d'Astrophys.», 13, 181, 1950.

(49) K. O. KIEPENHEUER: «Nature», 158, 340, 1946.

(50) J. L. PAWSEY and D. E. YABSLEY: «Austr. Jour. Sc. Research.», 2A,

ofrece una débil correlación con las variaciones visibles de la actividad solar ; son a modo de sobresaltos o erupciones (*bursts*).

La intensidad de estas perturbaciones, traducidas en bruscas elevaciones del nivel de ruido, aisladas o en grupos, aumentan con la longitud de onda hasta unos 5 m. ; son muy análogos a los ruidos galácticos y, como éstos, su origen *no es térmico*. La temperatura equivalente del manantial, puede evaluarse en unos 5.10^{14} °K. (por la magnitud de las erupciones visibles, pues sólo alcanzan unas milésimas del disco solar) y, por lo tanto, vienen a ser del mismo orden de magnitud de las temperaturas equivalentes, que Unsöld asigna a los hipotéticos manantiales de ruido de la Vía Láctea.

La variación temporal de estas perturbaciones, puede ser muy distinta para frecuencias muy próximas, es decir, que los *picos* o *cúspides* del registro sólo abarcan, en general, una anchura de banda de pocos megaciclos. Frecuentemente se observa que las perturbaciones en cuestión se presentan o principian por las más cortas longitudes de onda y pasan después a mayores, lo que indica que la perturbación se propaga por la corona de abajo a arriba. Los investigadores de la escuela australiana son los que más progresos han realizado sobre este punto en estos últimos años (51) ; gracias al empleo de *receptores panorámicos* en combinación con antenas *de banda ancha* (rómicas) se puede registrar el espectro completo de las perturbaciones entre 70 y 130 Mc/seg., en menos de algunas centésimas de segundo.

Calculando la correspondiente velocidad de propagación de aquellas, resulta ser del orden de los 500 kms/seg. ; la existencia de chorros o bocanadas de partículas con estas velocidades que penetran en nuestra atmósfera procedentes del Sol, es bien conocida desde hace largo tiempo. Incluso se ha sugerido, desde el punto de vista teórico, que tales corrientes de corpúsculos al atravesar la corona podrían provocar oscilaciones del *plasma* que constituye el medio ionizado, pero todavía no ha sido lograda una teoría cuantitativa del fenómeno (52).

Por lo demás, la propagación de las ondas radioeléctricas originadas en las capas más o menos elevadas de la corona, debe obedecer a las mismas leyes que rigen la propagación de las ondas cortas

(51) J. P. WILD: «Austr. Jour. Sci. Res.», 3A, 399, 541, 1950 ; 4A, 36, 1951 ;

(52) J. DENISSE: «Jour. de Phys. et Radium», 11, 164, abril 1950.

en la atmósfera terrestre, y más especialmente en las capas ionosféricas. Sabido es que en tal propagación a través de un medio intensamente ionizado (como es la corona) y en presencia de campos magnéticos (manchas, etc.), las ondas se desdoblan en *dos componentes*, una de las cuales, *polarizada circularmente*, se transmite con más facilidad que la otra (53) (teoría magnetoiónica de Appleton) (54).

(53) M. N. SAHA: «Nature», 158, 532, 1946.

(54) E. V. APPLETON: «Jour. Inst. E. E.», 71, 642, 1932; «Nature», 156, 534, 1945.

