

Radiometría

Nociones básicas

Introducción

La radiometría es el campo de la ciencia y de la ingeniería relacionado con la medición de la radiación electromagnética, más específicamente, la medición de la energía de radiación electromagnética no coherente. Como se explicará mas adelante, todos los medios materiales (gases, líquidos, sólidos y plasma) emiten o irradian energía electromagnética.

Los temas que se analizarán son las magnitudes radiométricas de interés y el desarrollo de la relación entre la distribución direccional de potencia incidente sobre la antena y la potencia medida sobre sus terminales.

Magnitudes radiométricas

La nomenclatura utilizada para definir las cantidades radiométricas adopta diferentes términos, de acuerdo al punto de vista desde el cual se aborda el tema (óptico o microondas). A continuación se resumen las cantidades más significativas con sus respectivos términos y unidades:

Terminología		Unidad
Microondas	Óptica	
<i>Energía</i>	<i>Energía radiante</i>	Joule
<i>Densidad de energía</i>	<i>Densidad radiante</i>	Joule/m ³
<i>Potencia</i>	<i>Flujo radiante</i>	Watt
<i>Densidad de potencia (o de flujo)</i>	<i>Densidad de flujo radiante</i>	Watt/m ²
<i>Intensidad de radiación (o diagrama de radiación)</i>	<i>Intensidad radiante</i>	Watt/steroradian
<i>Brillo</i>	<i>Radiación</i>	Watt/(steroradian . m ²)

Relaciones básicas para potencia, potencia espectral y brillo:

Consideramos la situación ilustrada a continuación, donde una antena transmisora de área efectiva A_T está a una distancia R de una antena receptora sin pérdidas con área efectiva A_R .

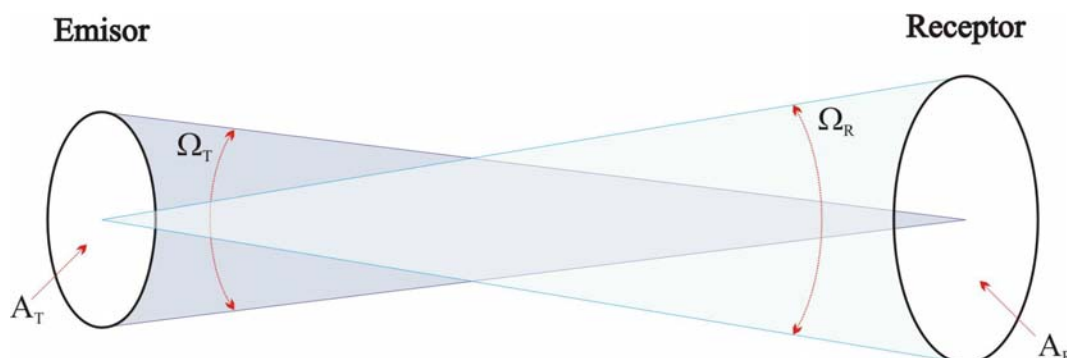


Figura 1

Ambas antenas están orientadas en la dirección de máxima directividad una respecto a la otra, y la distancia R se considera que es suficientemente grande como para suponer que la densidad de potencia S_T debido a la antena transmisora es constante sobre el ángulo sólido Ω_R . La potencia interceptada por la antena receptora vendrá dada por:

$$P = S_T A_R \quad (1)$$

Sabiendo que la intensidad de radiación (o diagrama de radiación) se define como:

$$F_T = S_T R^2 \quad (2)$$

entonces:

$$P = \frac{F_T A_R}{R^2} \quad (3)$$

Debemos recordar que F_T depende de la potencia de entrada de la antena transmisora y de su área efectiva A_T (entre otros factores).

Para caracterizar de manera adecuada tanto fuentes de radiación extendidas como puntuales, se define una magnitud que representa la potencia radiada por unidad de ángulo sólido por unidad de área:

$$B = \frac{F_T}{A_T} \quad (4)$$

donde la magnitud B es llamada brillo. En función de ella, la potencia recibida será:

$$P = \frac{B A_R A_T}{R^2} \quad (5)$$

pero por definición, el ángulo sólido subtendido por el área de la antena transmisora es:

$$\Omega_T = \frac{A_T}{R^2} \quad (6)$$

entonces:

$$P = B A_R \Omega_T \quad (7)$$

Si ahora consideramos el brillo de una fuente extendida en función de las coordenadas, y lo mismo para el patrón de radiación (normalizado) de la antena receptora (para generalizar y de esta manera eliminar la restricción de máxima direccionalidad), podemos expresar un diferencial de potencia recibida en función de un diferencial de ángulo sólido como:

$$dP = A_R B(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (8)$$

Pero hasta ahora no hemos hecho referencia al comportamiento espectral de la radiación. Con este fin se define el brillo espectral (B_f), que no representa más que el brillo por ancho de banda.

La potencia total recibida sobre un ancho de banda Δf (desde f a $f+\Delta f$) vendrá dada por:

$$P = A_R \int_f^{f+\Delta f} \iint_{4\pi} B_f(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega df \quad (9)$$

Donde la integración se realiza sobre un ángulo sólido de 4π esteroradianes (una esfera completa). Esta relación nos permite calcular la potencia recibida en términos de la distribución direccional del brillo espectral $B_f(\theta, \phi)$. Si $B_f(\theta, \phi)$ no está polarizada (como es el caso de la radiación atmosférica) y la antena es polarizada, solo se detecta la mitad de la potencia total incidente sobre su superficie, entonces:

$$P = \frac{1}{2} A_R \int_f^{f+\Delta f} \iint_{4\pi} B_f(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega df \quad (10)$$

En el caso de fuentes parcialmente polarizadas, como es el caso de las superficies terrestres, la polarización de $B_f(\theta, \phi)$ es cuantizada mediante un parámetro denominado emisividad polarizada.

Cantidades relacionadas con el brillo:

El brillo espectral es la magnitud fundamental en la radiometría, pero también se utilizan otras cantidades definidas en términos de B_f :

✓ Potencia espectral:

Representa la potencia recibida en un ancho de banda de 1 Hz, es decir:

$$P_f = \frac{1}{2} A_R \iint_{4\pi} B_f(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega \quad [\text{W/Hz}] \quad (11)$$

entonces se puede expresar la potencia como:

$$P = \int_f^{f+\Delta f} P_f df \quad (12)$$

✓ Densidad espectral de flujo:

Se define como:

$$S_f = \iint_{4\pi} B_f(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega \quad [\text{W/m}^2 \text{ Hz}] \quad (13)$$

Si ahora la antena se encuentra observando una fuente discreta (por ejemplo una estrella) y dicha fuente subtende un ángulo sólido Ω_S , el cual es mucho menor que el ángulo sólido del lóbulo principal del diagrama de radiación de la antena (figura 2), entonces se puede formular la siguiente aproximación:

$$F_n(\theta, \phi) \approx 1 \quad \text{sobre } \Omega_S \quad (14)$$

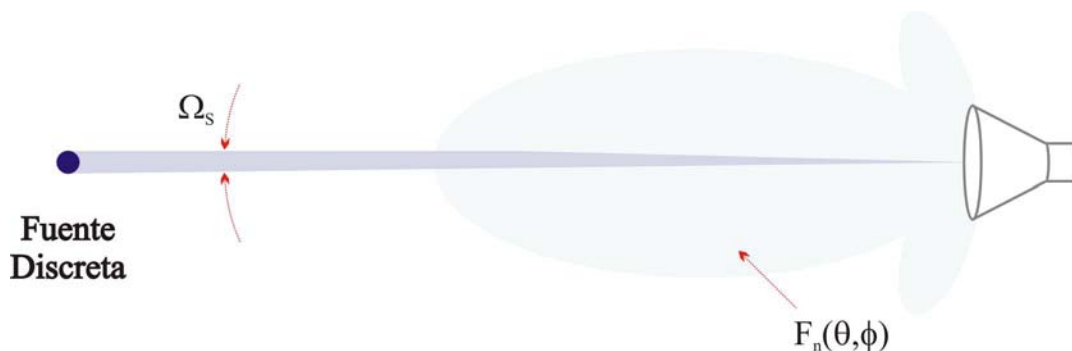


Figura 2

entonces:

$$S_f = B_{fs} \Omega_S \quad (15)$$

Donde B_{fs} es el brillo espectral de la fuente, considerándola constante sobre Ω_S .

Radiación térmica

Todas las sustancias a temperaturas absolutas finitas irradian energía electromagnética.

A niveles atómicos, los gases irradian energía electromagnética en frecuencias discretas, es decir, tienen líneas espectrales. De acuerdo a la teoría cuántica, cada línea espectral en el espectro de radiación de un gas atómico corresponde a una transición específica de un electrón desde un nivel de energía atómica a otro nivel de energía menor. Cuando la transición es entre el nivel E_1 y E_2 , la frecuencia f de la radiación emitida (fotón) viene dada por la ecuación de Bohr:

$$f = \frac{(E_1 - E_2)}{h} \quad (16)$$

donde h es la constante de Planck. La teoría cuántica define los niveles cuantizados de energía de un átomo y las transiciones permitidas entre ellos, de esta manera definiendo las líneas espectrales de un gas.

La energía incidente sobre un átomo, puede ser absorbida para proveer la energía necesaria para desplazar un electrón a un nivel de energía mayor, satisfaciendo la condición de Bohr. Esto implica que el espectro de absorción de un gas es idéntico al espectro de emisión.

La emisión de radiación por un átomo es causada por la colisión de éste con otro átomo u otra partícula. La probabilidad de colisión, y por lo tanto de emisión, depende de la densidad de átomos y de la energía cinética de sus movimientos aleatorios. Además, esta energía cinética está directamente relacionada con la temperatura absoluta. Por lo tanto, la intensidad de energía irradiada por una sustancia se incrementa con su temperatura.

Estos mecanismos de radiación se basan en la teoría cuántica de Planck, que fue introducida en 1901 con la deducción de la ley de radiación de cuerpo negro.

Ley de Planck de radiación de cuerpo negro.

El concepto de un radiador cuerpo negro es de fundamental importancia para entender la emisión térmica de materiales reales porque su espectro de emisión representa una referencia, relativa a la cual la emisión de radiación de un material puede ser expresada. En general, de la radiación incidente sobre la superficie de un sólido o líquido, una cierta fracción es absorbida y el resto es reflejada. Un cuerpo negro es definido como un material ideal, perfectamente opaco que absorbe toda la radiación incidente en todas las frecuencias, no reflejando nada. El modelo de mecánica cuántica de un cuerpo negro puede ser descrito considerando un gran número de niveles de energía con sus correspondientes gran número de transiciones permitidas, que cualquier fotón, no importa su energía o frecuencia, es absorbido cuando incide sobre el cuerpo negro. Siendo un perfecto absorbedor, un cuerpo negro es un perfecto emisor, entonces la energía que absorbe un material incrementaría su temperatura si la energía no fuera emitida.

En la práctica una buena aproximación a un cuerpo negro es un cuerpo con una pequeña abertura. La radiación que entra a través de la abertura es absorbida o desviada en muchas reflexiones en sus caras internas, de tal forma que la energía es absorbida antes que pueda emitirse algo a través de la abertura. Si la caja es mantenida a alguna temperatura fija T , la superficie interior puede emitir y absorber fotones en la misma proporción, y entonces la energía perdida a través de la abertura es similar a la radiación de un cuerpo negro en equilibrio termodinámico. En frecuencias de microondas, una buena aproximación al ideal cuerpo negro es un material altamente absorbente como los usados en la construcción de cámaras anecoicas.

De acuerdo con la ley de Planck, un cuerpo negro irradia uniformemente en todas las direcciones con un brillo espectral B_f , dado por:

$$B_f = \frac{2h f^3}{c^2} \left(\frac{1}{e^{hf/kT} - 1} \right) \quad (17)$$

donde:

- h: constante de Planck ($6.63 \cdot 10^{-34}$ Joule)
- k: constante de Boltzmann ($1.38 \cdot 10^{-23}$ Joule/K)
- T: temperatura absoluta (K)
- c: velocidad de la luz ($3 \cdot 10^8$ m/s)
- f: frecuencia (Hz)

Las dos variables son f y T. Una familia de curvas de B_f en función de la frecuencia se muestra a continuación. Los ejes se tabulan en escalas logarítmicas.

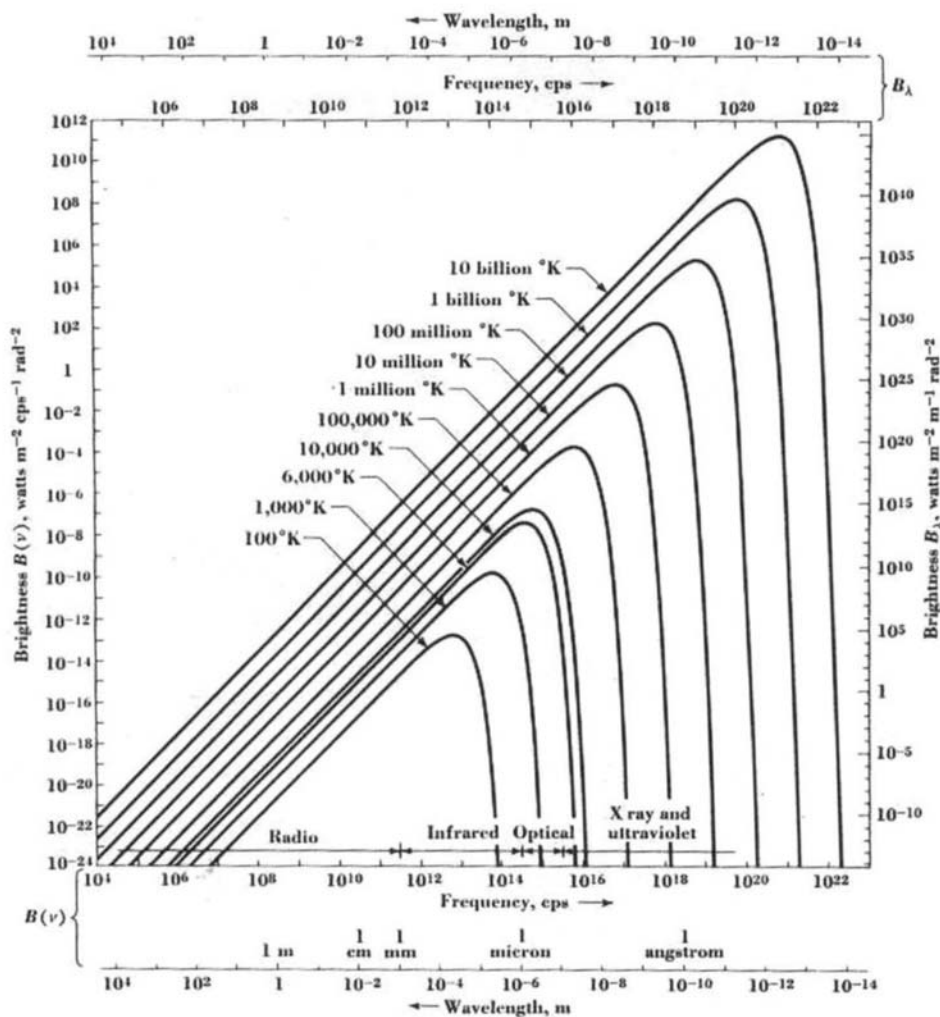


Figura 3

Las curvas exhiben dos propiedades interesantes:

- 1) cuando la temperatura se incrementa el nivel de brillo espectral se incrementa
- 2) la frecuencia en la cual B_f es máximo se incrementa al aumentar T.

Sobre un intervalo estrecho df centrado en f el brillo está dado por

$$dB = B_f df \quad (18)$$

A veces el brillo espectral se suele expresar en función de B_λ , que es la potencia por unidad de área por unidad de ángulo sólido por longitud de onda. Sobre un intervalo de longitud de onda $d\lambda$ correspondiente al intervalo de frecuencia df , el área bajo la curva contiene el mismo brillo dB.

$$dB = B_\lambda d\lambda \quad (19)$$

Operando, podemos expresar la ley de Planck en función de la longitud de onda:

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left(\frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \right) \quad (20)$$

Propiedades de la ley de Planck

✓ Ley de Stefan-Boltzmann

El brillo total B de un cuerpo negro a la temperatura T es la integral de B_f sobre todas las frecuencias, es decir:

$$B = \int_0^\infty B_f df \quad (21)$$

Efectuando los cálculos se obtiene la siguiente expresión:

$$B = \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (22)$$

donde:

σ : constante de Stefan-Boltzmann = $5,673 \cdot 10^{-8}$ W/(m² K⁴ str)

Se puede ver que el brillo total de un cuerpo negro se incrementa con la cuarta potencia de la temperatura. Esta dependencia de la temperatura no es válida para B_f o B_λ.

✓ Ley de desplazamiento de Wien

La frecuencia f_m para la cual se genera la máxima radiación se obtiene haciendo $f = f_m$ e igualando a cero la derivada de B_f respecto a f . Operando, se llega que:

$$f_m = 5.87 \cdot 10^{10} T \quad (23)$$

Sustituyendo en B_f obtenemos la expresión para el máximo brillo espectral:

$$B_f(f_m) = c_1 T^3 \quad (24)$$

donde:

$c_1 = 1,37 \cdot 10^{-19}$ W/(m² K³ str Hz)

Las relaciones dadas son características del brillo espectral por unidad de ancho de banda B_f, pero no lo son para B_λ. Análogamente, operando para hallar el valor de longitud de onda λ_m que maximiza B_λ se llega a la siguiente relación:

$$\lambda_m T = 2.879 \cdot 10^{-3} \quad (25)$$

la cual es conocida como ley de desplazamiento de Wien. Entonces

$$B_\lambda(\lambda_m) = c_2 T^5 \quad (26)$$

donde c_2 es una constante.

✓ Ley de radiación de Wien

La ley de radiación de Wien es una aproximación para altas frecuencias de la ley de Planck.

Si $hf/kT \gg 1$, entonces:

$$B_f \approx \frac{2h}{c^2} f^3 e^{-hf/kT} \quad (27)$$

✓ Ley de Rayleigh-Jeans

Como contraparte a la ley anterior, la ley de Rayleigh-Jeans es una aproximación para bajas frecuencias de la ley de Plank. Si $hf/kT \ll 1$, entonces:

$$B_f \approx \frac{2kT}{\lambda^2} \quad (28)$$

Esta ley es muy utilizada usada en el rango de frecuencias de las microondas.

Relación Potencia-Temperatura

Consideremos una antena sin pérdidas dentro de una cámara conformada por un cuerpo negro mantenido a temperatura constante T , como se ilustra en la figura 4. La potencia recibida por la antena debido a la emisión de la cámara está dada por (10), es decir, mediante la integral involucrando la distribución direccional de brillo espectral $B_f(\theta, \phi)$.

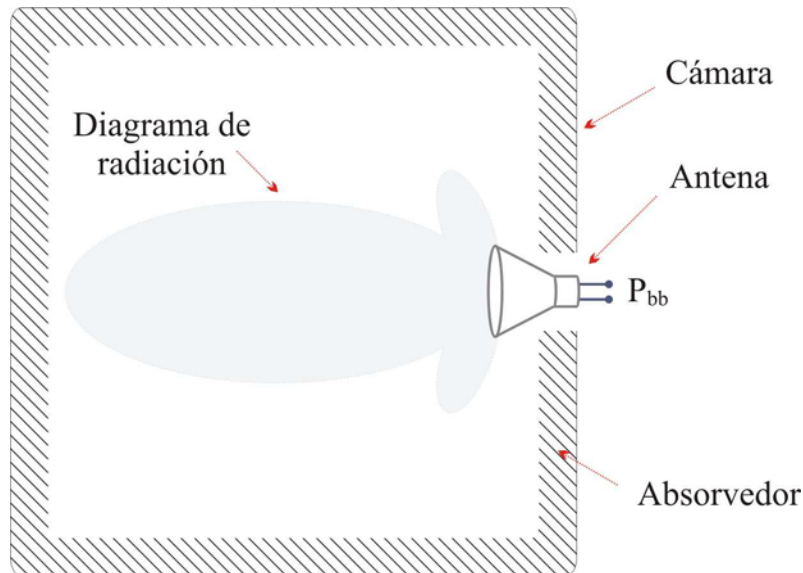


Figura 4

Reemplazando la expresión del brillo espectral definido por la ley de Rayleigh-Jeans, obtenemos:

$$P_{bb} = \frac{1}{2} A_R \int_f^{f+\Delta f} \iint_{4\pi} \frac{2kT}{\lambda^2} F_n(\theta, \phi) d\Omega df \quad (29)$$

Con el subíndice bb hacemos referencia a la cámara conformada por un cuerpo negro (black body). Si la potencia detectada es limitada a un ancho de banda estrecho Δf de tal manera que B_f se puede considerar aproximadamente constante sobre Δf , entonces la anterior se puede escribir como:

$$P_{bb} = kT \Delta f \frac{A_R}{\lambda^2} \iint_{4\pi} F_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (30)$$

Pero:

$$\Omega_p = \iint_{4\pi} F_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (31)$$

donde Ω_p es definido como el ángulo sólido del diagrama de radiación de la antena. Además, Ω_p se relaciona con la apertura efectiva de la antena A_R mediante la siguiente relación:

$$\Omega_p = \frac{\lambda^2}{A_R} \quad (32)$$

Entonces, reemplazando en (30) obtenemos:

$$P_{bb} = k T \Delta f \quad (33)$$

Esta relación es de fundamental importancia en el sensado remoto con microondas: una relación lineal entre potencia y temperatura.

Este resultado es análogo al obtenido por Nyquist en 1928 para un resistor a temperatura T , el cual demostraba que la potencia de ruido P_n disponible en los bornes del resistor es:

$$P_n = k T \Delta f \quad (34)$$

Se puede deducir que desde el punto de vista de un receptor ideal de ancho de banda Δf , la antena conectada a sus terminales de entrada es equivalente a una resistencia R_r , llamada resistencia de radiación de la antena (figura 5). Aunque se puede pensar que en ambos casos el receptor es conectado a un “resistor”, en el caso del resistor real la potencia de ruido disponible es determinada por la temperatura física del propio resistor, mientras que en el caso de la antena la potencia en sus terminales de salida es determinada por la temperatura del recinto conformado por el cuerpo negro, cuyas paredes pueden estar a cualquier distancia de la antena. Además, la temperatura física de la estructura de la antena no tiene relación con la potencia de salida (siempre y cuando se considere sin pérdidas).

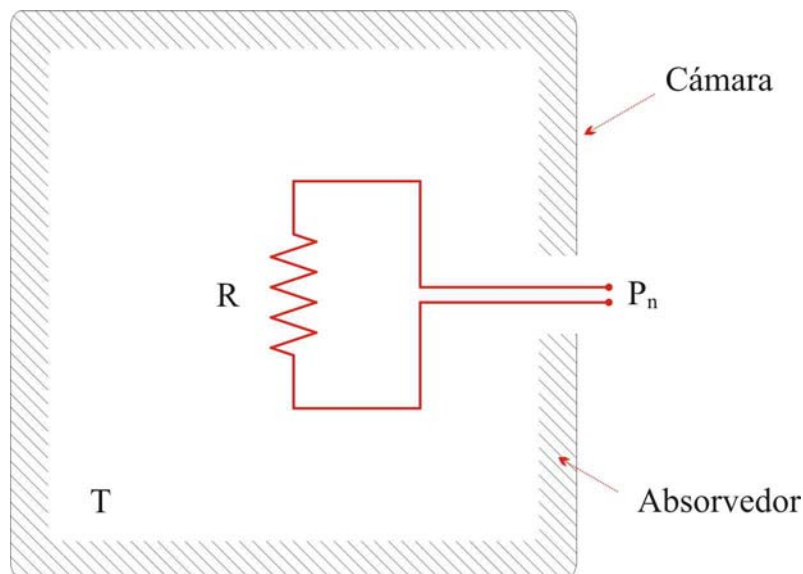


Figura 5

Radiación de un cuerpo no negro

Temperatura de Brillo

Un cuerpo negro es un cuerpo idealizado que, en equilibrio termodinámico a temperatura T , irradia más energía que cualquier otro cuerpo a la misma temperatura T . Además, un cuerpo negro es un perfecto absorbedor.

Los materiales reales, usualmente denominados cuerpos grises, emiten menos radiación que un cuerpo negro y no necesariamente absorben toda la energía incidente sobre ellos.

En la región de microondas, el brillo B_{bb} de un cuerpo negro a temperatura T es:

$$B_{bb} = B_f \Delta f = \frac{2kT}{\lambda^2} \Delta f \quad (35)$$

considerando un ancho de banda Δf angosto.

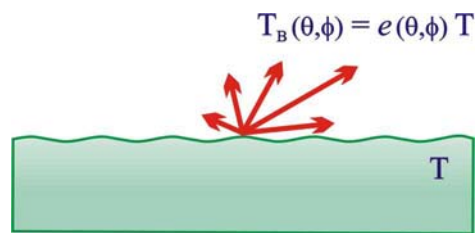


Figura 6

Ahora consideramos el material semiinfinito mostrado en la figura 6. Si su brillo, el cual puede ser dependiente de la dirección es $B(\theta, \phi)$ y su temperatura física es T , se puede definir una temperatura radiométrica equivalente a la de un cuerpo negro. De esta manera $B(\theta, \phi)$ puede adoptar una forma similar a (35). Esta temperatura es llamada temperatura de brillo $T_B(\theta, \phi)$ y por consiguiente $B(\theta, \phi)$ es definida como:

$$B(\theta, \phi) = \frac{2k}{\lambda^2} T_B(\theta, \phi) \Delta f \quad (36)$$

El brillo $B(\theta, \phi)$ del material relativo al de un cuerpo negro a la misma temperatura es definido como emisividad $e(\theta, \phi)$:

$$e(\theta, \phi) = \frac{B(\theta, \phi)}{B_{bb}} = \frac{T_B(\theta, \phi)}{T} \quad (37)$$

Como $B(\theta, \phi) < B_{bb}$, entonces $0 < e(\theta, \phi) < 1$. Es decir, la temperatura $T_B(\theta, \phi)$ de un material siempre es menor o igual que la temperatura física T . Cuando $e < 1$, se dice que el material tiene una temperatura de brillo más fría que su temperatura física.

Cabe aclarar que en la definición anterior se consideró que el material es homogéneo y su temperatura es uniforme.

Temperatura aparente.

Consideramos la antena de la figura 7. La radiación incidente sobre la antena desde una dirección específica puede contener componentes producidos por varias fuentes diferentes.

Específicamente, se puede observar que incide radiación de la emisión propia del terreno, radiación de la atmósfera hacia la antena y radiación hacia la tierra que es reflejada por el terreno

en dirección de la antena. Además las componentes reflejadas por el terreno y las emitidas por él son atenuadas al ser propagadas a través de la atmósfera entre el terreno y la tierra.

Para relacionar la potencia en los terminales de salida de la antena con la radiación de la escena observada dividiremos el problema en dos etapas. Primero, relacionaremos la potencia de salida de la antena a una distribución de temperatura radiométrica aparente $T_{AP}(\theta, \phi)$, y luego (más adelante) relacionaremos $T_{AP}(\theta, \phi)$ con la fuente de radiación.

$T_{AP}(\theta, \phi)$ es la distribución de temperatura radiométrica aparente representando la distribución de brillo $B_i(\theta, \phi)$ de la energía incidente sobre la antena; esto es definida de la misma manera que usamos para definir la temperatura de brillo $T_B(\theta, \phi)$ de un material:

$$B_i(\theta, \phi) = \frac{2k}{\lambda^2} T_{AP}(\theta, \phi) \Delta f \quad (38)$$

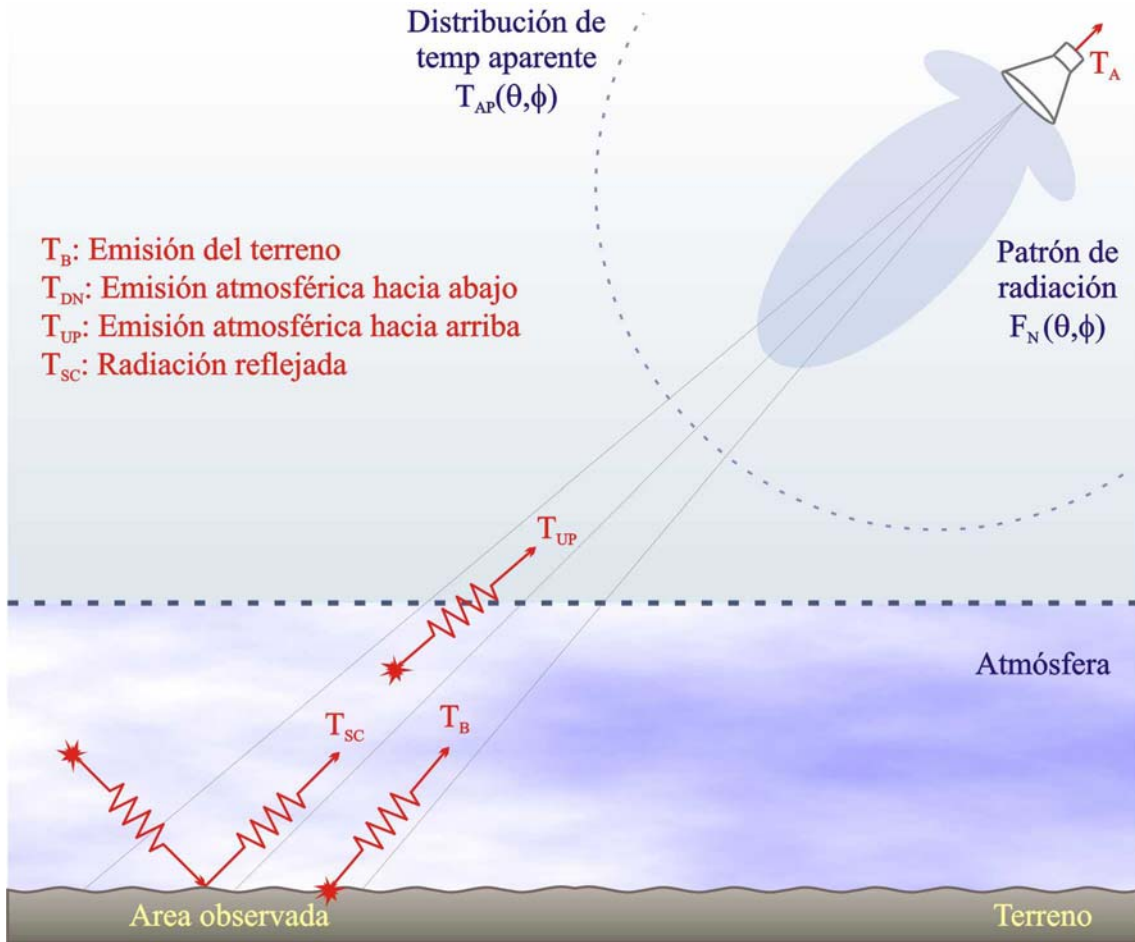


Figura 7

Debido a que la temperatura de brillo $T_B(\theta, \phi)$ y la temperatura aparente $T_{AP}(\theta, \phi)$ son ambas temperaturas radiométricas equivalentes de un cuerpo negro, es común a veces confundirlas.

Aquí nosotros adoptamos el uso del término “temperatura de brillo” para la radiación propia de una superficie o de un volumen, y el término “temperatura aparente” en relación con la energía incidente sobre la antena.

En el caso de la figura 7, T_{AP} consiste en varios términos, cada uno de los cuales está relacionado con la temperatura de brillo de la fuente que representa el mismo término.

Si la atmósfera no produce pérdidas, por ejemplo, la contribución de T_{AP} es solo la emisión desde el terreno (ignorando la emisión extraterrestre), con lo que en este caso $T_{AP} = T_B$.

La aproximación de atmósfera sin pérdidas puede ser realizada para el rango de frecuencias entre 1- 10 GHz bajo condiciones de cielo claro. Para el caso general, T_{AP} es distinto de T_B .

Temperatura de antena.

Anteriormente obtuvimos una expresión de la potencia en los terminales de salida de una antena sin pérdidas dentro de un recinto conformando un cuerpo negro. Para una distribución de brillo de un cuerpo no negro definida en términos de la temperatura aparente $T_{AP}(\theta, \phi)$, la potencia recibida es:

$$P = \frac{1}{2} A_R \iint_{4\pi} \frac{2k}{\lambda^2} T_{AP}(\theta, \phi) \Delta f F_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (39)$$

La función de transferencia del receptor de un radiómetro de microondas normalmente se establece midiendo la tensión de salida como función de la temperatura física de un resistor en condiciones de adaptación colocado en la entrada del receptor (en lugar de la antena) como vemos en la figura 8.

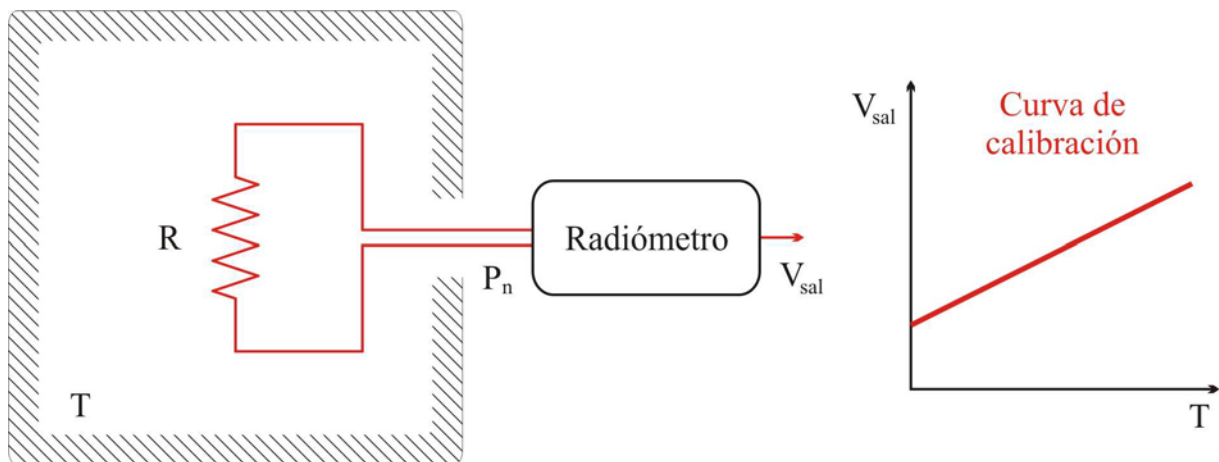


Figura 8

Este procedimiento toma en cuenta el hecho que la potencia de ruido P_n entregada por un resistor es proporcional a su temperatura física. Correspondientemente la potencia P provista por la antena al receptor, puede ser definida como la potencia de ruido P entregada por un resistor a una temperatura equivalente del resistor T_A . Entonces:

$$P_n = k T_A \Delta f = P \quad (40)$$

Reemplazando en (39) obtenemos:

$$T_A = \frac{A_R}{\lambda^2} \iint_{4\pi} T_{AP}(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (41)$$

T_A es llamada temperatura radiométrica de antena. Sabiendo que:

$$\Omega_p = \iint_{4\pi} F_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (42)$$

y además teniendo en cuenta la (32), obtenemos:

$$T_A = \frac{\iint_{4\pi} T_{AP}(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega}{\iint_{4\pi} F_n(\theta, \phi) d\Omega} \quad (43)$$

Analizando la expresión, T_A es igual a la distribución de temperatura aparente $T_{AP}(\theta, \phi)$ integrada sobre el ángulo sólido 4π de acuerdo con la función de peso de la antena $F_n(\theta, \phi)$ y normalizada por la integral de la función de peso (que es el diagrama del ángulo sólido de la antena Ω_p). Para un

recinto de un cuerpo negro a temperatura T , $T_{AP}(\theta, \phi) = T$, en nuestro caso, la expresión (43), se reduce a $T_A = T$.

Para una fuente discreta como el sol, observada por una antena orientada en dirección al mismo y cuyo ángulo sólido de su haz principal es mucho mayor que el ángulo sólido sostenido por el sol, la temperatura de antena es

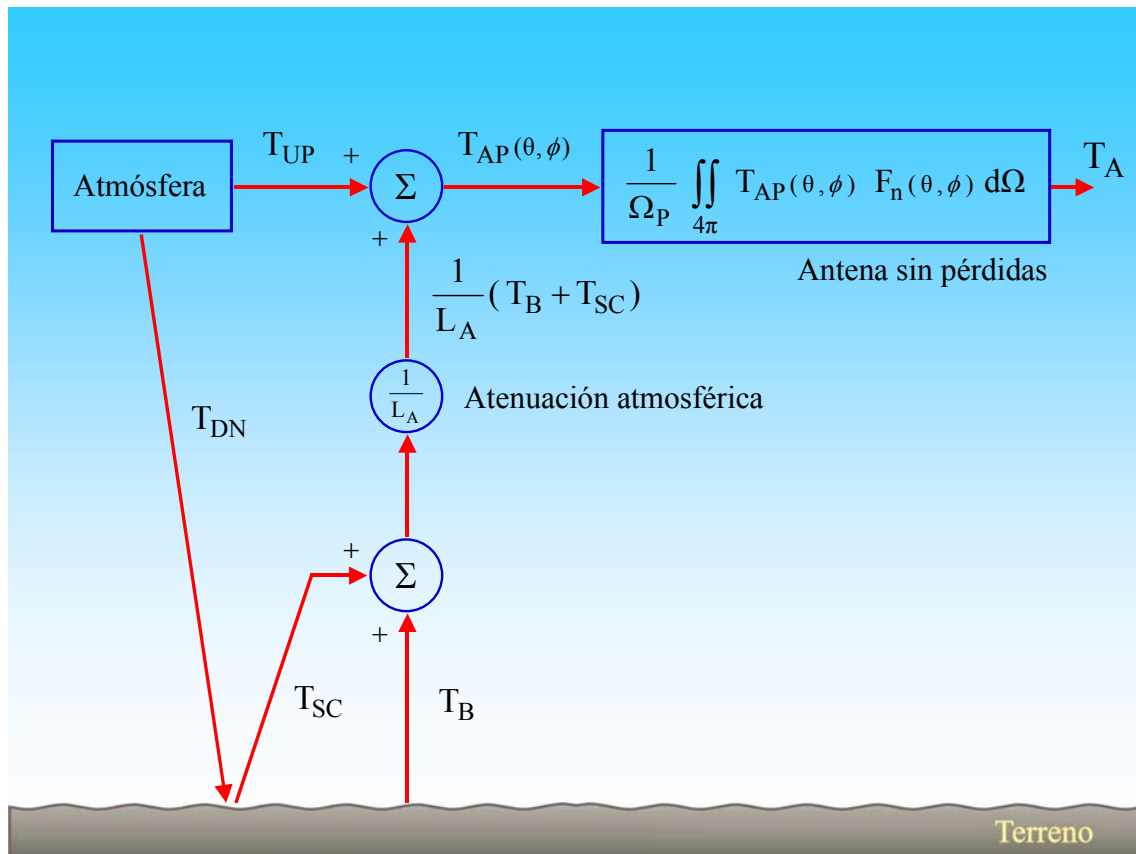
$$T_A = \frac{\Omega_s}{\Omega_p} T_s \quad (44)$$

donde Ω_s es el ángulo sólido subtendido por el sol, T_s es la temperatura aparente del sol y Ω_p es el ángulo sólido del diagrama de antena. Esta expresión está basada en que la atmósfera no tiene pérdidas y que las contribuciones de otras fuentes son despreciables.

Resumen de Relaciones entre Temperaturas radiométricas.

La figura 9 es el diagrama en bloques equivalente de la figura 7. Para una antena sin pérdidas, la potencia de salida representada por T_A , es igual a la integral de distribución de temperatura aparente $T_{AP}(\theta, \phi)$, pesada por el diagrama de radiación de la antena. Para cada dirección (θ, ϕ) , $T_{AP}(\theta, \phi)$ consiste en dos fuentes de radiación, ambas incidentes sobre la antena desde la dirección (θ, ϕ) . La primera fuente es la que representa a la emisión atmosférica, designada con T_{UP} . La segunda fuente comienza en la superficie de la tierra y consiste en dos componentes: T_B , representando la emisión propia del terreno y T_{SC} , que es la temperatura radiométrica de la radiación reflejada por el terreno en la dirección (θ, ϕ) . La fuente primaria de T_{SC} es la radiación de energía atmosférica emitida hacia abajo T_{DN} , que puede tener también una componente de la radiación extraterrestre que incide sobre la tierra. Esta componente tiene una temperatura radiométrica de 3K por encima de 1 GHz y usualmente es ignorada arriba de 10 GHz en comparación con la temperatura atmosférica emitida hacia abajo.

La combinación, $T_B + T_{SC}$, es atenuada por el factor de pérdidas atmosférico L_A .



Consideraciones de eficiencia de Antena.

Eficiencia del haz.

Un radiómetro de microondas es un sistema pasivo que es diseñado para tener una determinada resolución angular basándose en el diagrama de radiación de su antena. Idealmente, la antena tiene un haz principal sin lóbulos laterales. Pero en la realidad, además de las señales recibidas por el haz principal, también se reciben contribuciones de otras partes del diagrama.

Para evaluar la importancia de estas indeseables contribuciones dividimos la integral del numerador de (43) en dos partes, una representando las contribuciones del haz principal y otra representando las contribuciones recibidas desde todas las direcciones ajenas al del haz principal:

$$T_A = \frac{\iint_{\text{Lóbulo Principal}} T_{AP}(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega}{\iint_{4\pi} F_n(\theta, \phi) d\Omega} + \frac{\iint_{4\pi - \text{Lóbulo Principal}} T_{AP}(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega}{\iint_{4\pi} F_n(\theta, \phi) d\Omega} \quad (45)$$

Definimos ahora la cantidad T_{ML} como la temperatura aparente efectiva de la contribución del lóbulo principal.

$$T_{ML} = \frac{\iint_{\text{Lóbulo Principal}} T_{AP}(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega}{\iint_{\text{Lóbulo Principal}} F_n(\theta, \phi) d\Omega} \quad (46)$$

donde la integración es hecha sobre el ángulo sólido subtendido por el haz principal del diagrama de radiación. Sabiendo que la eficiencia del haz principal es definido como:

$$\eta_M = \frac{\iint_{\text{Lóbulo Principal}} F_n(\theta, \phi) d\Omega}{\iint_{4\pi} F_n(\theta, \phi) d\Omega} \quad (47)$$

La expresión $T_{ML} \cdot \eta_M$ es igual al primer término de la expresión (45). Análogamente se puede expresar el segundo término de la misma ecuación como el producto $\eta_{SL} \cdot T_{SL}$, donde η_{SL} es el factor de pérdidas de la antena:

$$\eta_m = \frac{\iint_{4\pi - \text{Lóbulo Principal}} F_n(\theta, \phi) d\Omega}{\iint_{4\pi} F_n(\theta, \phi) d\Omega} = 1 - \eta_M \quad (48)$$

y T_{SL} es definido como la temperatura aparente efectiva de la contribución de los lóbulos laterales, es decir:

$$T_{SL} = \frac{\iint_{4\pi - \text{Lobulo Principal}} T_{AP}(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega}{\iint_{4\pi - \text{Lobulo Principal}} F_n(\theta, \phi) d\Omega} \quad (49)$$

Utilizando estas nuevas definiciones, podemos expresar la temperatura de antena como:

$$T_A = \eta_M T_{ML} + (1 - \eta_M) T_{SL} \quad (50)$$

Eficiencia de radiación.

La temperatura de antena T_A de las secciones previas representa la potencia en los terminales de salida de una antena receptora sin pérdidas. En la práctica las antenas tienen pérdidas. Parte de la energía recibida por la antena es absorbida por el material de la antena en forma de calor. La relación de potencia recibida en los terminales de antena respecto de la potencia incidente es definida como la eficiencia de radiación de la antena η_L . Para abordar el efecto de las pérdidas ohmicas de la antena sobre la potencia recibida, definimos T_A' como la temperatura de antena de una antena con pérdidas, vista desde el receptor. Basada en el principio de correspondencia potencia-temperatura, T_A' es el producto de T_A y η_L . Pero un dispositivo con pérdidas es también un radiador, y la potencia de ruido emitida por un circuito pasivo está caracterizado por su temperatura de ruido T_N dada por:

$$T_N = (1 - \eta_L) T_0 = \left(1 - \frac{1}{L}\right) T_0 \quad (51)$$

donde L es el factor de pérdidas (recíproca del coeficiente de potencia transmitida) del dispositivo y T_0 es su temperatura física. Para una antena con una eficiencia de radiación (coeficiente de transmisión de potencia) η_L , su temperatura de ruido está dada por la ecuación anterior con $L = 1/\eta_L$ y T_0 la temperatura física de la antena. Entonces, la radiación recibida vista desde el receptor se compone por la radiación recibida por la antena más la radiación de la propia antena, es decir:

$$T_A' = \eta_L T_A + (1 - \eta_L) T_0 \quad (52)$$

Reemplazando en (51):

$$T_A' = \eta_M \eta_L T_{ML} + \eta_L (1 - \eta_M) T_{SL} + (1 - \eta_L) T_0 \quad (53)$$

Se puede deducir fácilmente que para una antena ideal con eficiencia $\eta_L = 1$ y haz principal con $\eta_M = 1$, se obtiene que:

$$T_A = T_{ML} \quad (54)$$

Detección de señales radiométricas.

En un receptor convencional de comunicaciones o de radar, T_A' representa a las contribuciones de ruido. Por otra parte, en un radiómetro, T_A' es la señal que contiene la información de las características de emisión de la escena observada. Específicamente, el objetivo en sensado remoto radiométrico es relacionar la tensión de salida del receptor V_{SAL} con T_{ML} , la temperatura aparente del área delineada por el haz principal de la antena. Entonces, como la potencia de ruido generada por una carga adaptada se relaciona linealmente con su temperatura física según (34), la tensión V_{SAL} puede ser calibrada para leer temperatura. Por lo tanto, T_A' puede ser considerada como la cantidad medida y T_{ML} como la cantidad a ser estimada por la medida. Despejando de (53), tenemos:

$$T_{ML} = \frac{1}{\eta_M \eta_L} T_A' - \frac{1-\eta_M}{\eta_M} T_{SL} - \frac{1-\eta_L}{\eta_M \eta_L} T_0 \quad (55)$$

Vemos que la expresión toma la forma de una ecuación lineal, donde $1 / \eta_L \eta_M$ representa un factor de escala y los dos últimos términos representan un nivel. Si η_L , η_M , T_{SL} y T_0 son cantidades conocidas, entonces T_{ML} puede ser deducida fácilmente empleando T_A' .