

LA ABSORCION DE RADIACION ELECTROMAGNETICA  
SUS BASES FISICAS Y APLICACIONES

DELGADO, ALBERTO EST.  
UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA

RESUMEN

Este escrito presenta la absorción de radiación electromagnética (EM) como un fenómeno fundamental en las pérdidas dieléctricas, control de procesos industriales, determinación de compuestos químicos y fuente alternativa de energía no contaminante.

Con base en la bibliografía citada, se ha buscado un enfoque conciso para mostrar la dependencia existente entre la permitividad relativa ( $\epsilon_r$ ) respecto de la frecuencia angular ( $\omega$ ) de la intensidad del campo eléctrico aplicado, enunciamos la ley de Beer con aplicaciones en análisis IR (infrarrojo) y UV (ultravioleta), tratamos la radiación térmica que nos sirve como soporte para comprender el funcionamiento de los pirómetros de radiación; finalmente y sin profundizar, hablamos de la absorción de radiación solar.

INTRODUCCION

Existe gran cantidad de textos donde se trata la absorción, pero cada uno orientado hacia un área del conocimiento específica.

Al presenciar este hecho nos vimos fascinados por la idea de unificar bajo un fenómeno común campos que en circunstancias corrientes jamás se encontrarían juntos.

El trabajo consta de tres secciones, la primera tiene directa relación con la técnica del aislamiento eléctrico sometido a la intensidad del campo eléctrico variable. Se inicia con ciertos aspectos físicos como: la diferencia entre dieléctricos polares y neutros, y los mecanismos de polarización. Se concluye, con las pérdidas dieléctricas representadas por el factor de disipación.

La segunda parte comprende la ley de Beer aplicada en el IR y UV, la radiación térmica que incluye la ley de Kirchhoff y la ley de Stefan - Boltzmann importantes para el estudio de los pirómetros de radiación y el entendimiento de las causas de una indicación errónea.

Concluimos, en la tercera parte, con la utilización de la energía de la radiación solar, así como la interacción entre ésta y la atmósfera, que causa el efecto invernadero tan discutido por los científicos.

1.- CALENTAMIENTO DIELECTRICO

Quando un dieléctrico es sometido a una intensidad de campo eléctrico variable, ocurre un calentamiento que puede afectar la capacidad aislante e incluso provocar su perforación. En este punto trataremos la dependencia de  $\epsilon_r$  con  $\omega$  (referirse al glosario de símbolos) para entender claramente el origen de las pérdidas dieléctricas.

1.1. DIELECTRICOS POLARES Y NEUTROS

Los dieléctricos se dividen en dos grupos:  
a) Polares o dipolares  
b) No-polares o neutros

Si tomamos un volumen apreciable de cualquier dieléctrico, no cargado por medios externos, y en ausencia de la intensidad del campo eléctrico la carga neta será cero.

Un dieléctrico polar como su nombre lo indica está constituido por moléculas polares, es decir, moléculas asimétricas cuyos centros de carga no coinciden, existiendo una separación entre ellos  $\vec{r}$ , que causa un momento dipolar intrínseco (en ausencia de la intensidad de campo) dado por:  $\vec{p} = q\vec{r}$ . No obstante, el dieléctrico polar en campo cero no manifiesta un momento dipolar resultante debido a que los momentos intrínsecos están orientados aleatoriamente y en continua agitación térmica lo que impide un ordenamiento espontáneo.

Entre las moléculas polares más conocidas tenemos la del agua ( $\vec{p} = 6.2 \times 10^{30}$  C.m), el monóxido de carbono ( $\vec{p} = 0.40 \times 10^{30}$  C.m) y demás compuestos de estructura iónica como el HCl ( $\vec{p} = 3.43 \times 10^{30}$  C.m), el KI ( $\vec{p} = 23 \times 10^{30}$  C.m), etc. La mayor parte de los hidrocarburos son no polares, pero si cambiamos el hidrógeno por halógenos o por grupos -OH, -NH<sub>2</sub>, -NO<sub>2</sub> creamos moléculas asimétricas y obviamente polares. Un ejemplo típico es el metano (CH<sub>4</sub>) con momento intrínseco cero al sustituir un hidrógeno por cloro formamos cloruro de metilo cuyo  $\vec{p} = 6.2 \times 10^{30}$  C.m.

Por otra parte los dieléctricos neutros están constituidos por moléculas simétricas. La separación entre los centros de carga es nula, de donde, concluimos que  $\vec{p} = 0$ . Sin embargo al aplicar una intensidad de campo eléctrico hay una distorsión interna de la carga y aparece un momento dipolar inducido  $\vec{p} = q\vec{r}$ . La suma de estos momentos por unidad de volumen es  $\vec{P}$ , el cual presenta gran influencia en la permitividad del material.

Las moléculas neutras, pueden ser enlaces entre átomos idénticos como N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, Cl<sub>2</sub>, o simétricas al igual que el CO<sub>2</sub>.

1.2. MECANISMOS DE POLARIZACION'

Tenemos tres mecanismos por los cuales se polariza un dieléctrico dependiendo de si es polar o neutro.

(i) Polarización por orientación: las moléculas polares, con gran inercia, giran o se desplazan siguiendo las alternancias de la intensidad del campo eléctrico externo, este tipo de polarización es responsable en su mayor parte del calentamiento dieléctrico; ocurre a bajas frecuencias y depende apreciablemente de la temperatura.

(ii) Polarización iónica: se presenta en dieléctricos con moléculas iónicas, éstas se mueven de acuerdo a la intensidad de campo incidente y responden a frecuencias más elevadas que las de (i).

(iii) Polarización electrónica: consiste en el movimiento oscilatorio de la nube electrónica alrededor del núcleo atómico cuando se aplica  $\vec{E}$ , éste mecanismo funciona a altas frecuencias (ópticas) debido a la pequeña inercia de los electrones.

### 1.3. EXPRESION PARA $\epsilon_r(\omega)$ EN DIELECTRICOS NEUTROS

En un dieléctrico neutro y lineal se verifica la siguiente relación:  $\vec{P} = K\epsilon_0\vec{E}$  (1-1)  
Con  $K = \epsilon_r - 1$

Por tanto de (1-1) y con las definiciones dadas en el glosario de símbolos llegamos a la conocida fórmula:  $\vec{P} = (\epsilon - \epsilon_0)\vec{E}$  (1-2)

En la fig. 1-1 el átomo es considerado como un oscilador mecánico, la nube electrónica está unida al núcleo por fuerzas restauradoras isotrópicas de constante  $m_e\omega_0^2$  con amortiguamiento viscoso  $m_e\beta$ .

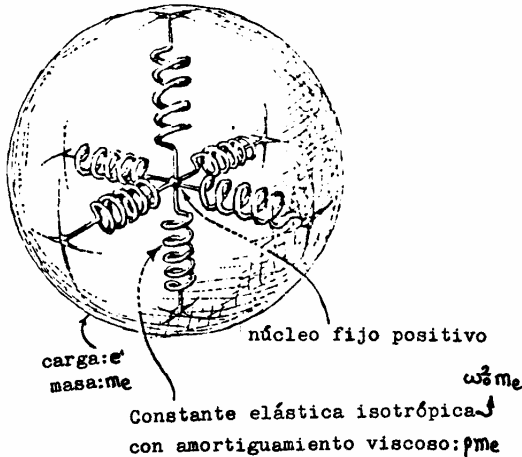


Fig. 1-1.- El átomo visto como un oscilador mecánico para la deducción de la permitividad relativa en función de la frecuencia de la radiación EM incidente.<sup>2</sup>

Un electrón experimenta las fuerzas que seguidamente nombraremos al encontrarse el átomo inmerso en un campo electromagnético.

La fuerza producida por la intensidad del campo eléctrico aplicado:  $\vec{F}_e = e\vec{E}$

La fuerza elástica restauradora:  $\vec{F}_{er} = -\omega_0^2 m_e \vec{r}$   
Y, la fuerza debida a la fricción:  $\vec{F}_f = -m_e \beta \dot{\vec{r}}$

De acuerdo a nuestro modelo el amortiguamiento viscoso consiste en la disipación de energía al acelerar los electrones o cuando hay interacciones de los átomos entre sí, lo que origina el calentamiento de la sustancia afectada por la radiación

La segunda ley de Newton para el electrón del oscilador mecánico es:

$$m_e \ddot{\vec{r}} + m_e \beta \dot{\vec{r}} + m_e \omega_0^2 \vec{r} = e\vec{E} \quad (1-3)$$

Probando la solución:  $\vec{r} = \vec{r}_0 e^{i\omega t}$  (1-4)

Tenemos:  $-m_e \vec{r}_0 \omega^2 e^{-i\omega t} - i\omega m_e \beta \vec{r}_0 e^{-i\omega t} + m_e \omega_0^2 \vec{r}_0 e^{-i\omega t} = e\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$

Factorizando:  $m_e \vec{r}_0 (\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\beta) = e\vec{E}_0$

Despejando:  $\vec{r}_0 = \frac{e\vec{E}_0}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\beta)}$

Finalmente en (1-4),  $\vec{r} = \frac{e\vec{E}_0 e^{i\omega t}}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\beta)}$

Pero,  $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$

Entonces:  $\vec{r} = \frac{e\vec{E}}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\beta)}$  (1-5)

Supongamos que tenemos N electrones que contribuyen por unidad de volumen a la polarización eléctrica, cada uno con un momento eléctrico inducido  $\vec{p} = e\vec{r}$ , el vector polarización será:  $\vec{P} = eN\vec{r}$  (1-6)

Sustituyendo (1-5),  $\vec{P} = \frac{e^2 N \vec{E}}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\beta)}$  (1-7)

De (1-2),  $\epsilon = \epsilon_0 + \frac{\vec{P}}{\vec{E}}$  (1-8)

Podemos reemplazar (1-7) en (1-8) y dividir por  $\epsilon_0$ , para encontrar la expresión de la permitividad relativa debida a la polarización electrónica,

$$\epsilon_r = 1 + \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\beta} \quad (1-9)$$

La ecuación (1-9) muestra la variación de la permitividad relativa, en el caso de tener una frecuencia de resonancia y trabajar con gases, donde la interacción interatómica es despreciable.

En sólidos y líquidos el electrón además de experimentar la intensidad del campo externo sufre en adición una intensidad interna cuyo valor está dado por:  $\frac{1}{3\epsilon_0} \vec{P}$  (1-10)

La derivación de ésta fórmula es sencilla y se encuentra en las referencias<sup>3</sup>. Ampliando el alcance de (1-9) debemos sustituir  $(\epsilon_r - 1)$  por  $(\epsilon_r - 1)/(\epsilon_r + 2)$

Así obtenemos:

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{Ne^2}{3m_e\epsilon_0} \left[ \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\beta} \right] \quad (1-11)$$

Si es posible despreciar la magnitud de  $\omega$  frente a  $\omega_0$  (lejos de la(s) frecuencia(s) de resonancia) se logra una permitividad constante. Ver fig. 1-2.  $\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \approx \frac{Ne^2}{3m_e\epsilon_0\omega_0^2}$

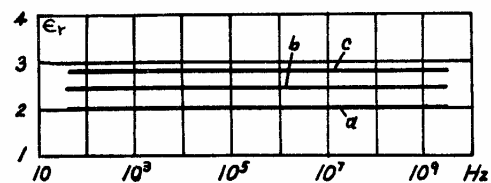


Fig. 1-2.- Dependencia entre la permitividad  $\epsilon_r$  y la frecuencia (f) para los dieléctricos sólidos no polares. a) politetrafluoroetileno; b) poliestireno; c) polidiclorostireno.<sup>2</sup>

Hasta aquí hemos trabajado con una sola frecuencia natural, pero podemos generalizar aún más, a (1-11) contando con N moléculas por unidad de volumen, cada una con  $f_i$  osciladores cuyas frecuencias de resonancia son  $\omega_{i0}$  y coeficientes de amortiguamiento  $\beta_i$ .

De este modo, (1-12) 
$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N e^2}{3 \epsilon_0 m_e} \sum \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i \omega \gamma_j}$$

Por medio de la mecánica cuántica se consigue un resultado similar, pero es necesaria una reinterpretación de términos:

$\omega_j$ ; frecuencias de resonancia, a las cuales el átomo o la molécula absorbe o emite energía radiante.

$f_j$ ; probabilidad de transición (absorción o emisión), que verifica  $\sum f_j = 1$  puede comprobarse experimentalmente que la definición clásica es errónea.

Recordemos que en la física cuántica una molécula puede absorber (emitir) fotones de alta energía, los cuales causan transiciones entre niveles electrónicos. La separación entre estos niveles es mayor que la existente entre los niveles rotacionales donde las transiciones son determinadas por fotones en el infrarrojo, por último las separaciones más pequeñas entre niveles ocurren en el estado energético de rotación y a éste rango corresponde radiación de microondas e incluye de radio. Para resumir, un estado energético electrónico se divide en paquetes de niveles energéticos vibracionales los cuales a su vez se dividen en niveles energéticos rotacionales.

La absorción de energía y el calentamiento del dieléctrico ocurre por tanto en las frecuencias de resonancia (frecuencias para las cuales la molécula responde excitándose en cualquiera de los tres estados energéticos ya sea, rotación, vibración o electrónico) según (1-12) el término imaginario se hace dominante como era de suponer.

Al establecer una comparación entre (1-12) y la ecuación de Clausius - Mosotti dada por:

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N \alpha}{3 \epsilon_0} \quad (1-13)$$

Con  $\bar{p} = \alpha \bar{E}$

Vemos claramente que: 
$$\alpha = \frac{e^2}{m_e} \left[ \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i \omega \gamma_j} \right] \quad (1-14)$$

Un aspecto interesante que cabe anotar sobre (1-13) es la relación que establece entre el parámetro macroscópico ( $\epsilon_r$ ) y los parámetros microscópicos ( $N$  y  $\alpha$ ).

#### 1.4.- EXPRESION PARA $\epsilon_r$ EN DIELECTRICOS POLARES

En este tipo de dieléctricos tenemos dos factores adicionales a incluir en la expresión de  $\epsilon_r(\omega)$ , el momento dipolar intrínseco ( $\bar{m}$ ) y la temperatura, pues, como ya se mencionó en un dieléctrico polar la agitación térmica se opone a la orientación de los dipolos moleculares.

Según Debye<sup>3</sup> la expresión:

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N}{3 \epsilon_0} \left( \alpha + \frac{m^2}{3kT} \right) \quad (1-15)$$

suministra valores de  $\epsilon_r$  muy próximos a los experimentales en gases o vapores de líquidos polares, también es válida en soluciones diluidas de líquidos polares en no-polares. Referirse a la fig. 1-3.

El término  $m^2/3kT$  es la contribución de los dipolos moleculares a la polarización total. Si analizamos este cociente nos vemos obligados a atribuirle cierta similitud con la ley de Curie, que muestra la variación de la imanación con la temperatura.

Para líquidos muy polares, en donde la teoría de Debye falla, tenemos la teoría de L. Onsager<sup>2</sup>:

$$\frac{(\epsilon_r - \eta^2)(2\epsilon_r + \eta^2)}{\epsilon_r(\eta^2 + 2)^2} = \frac{N}{3 \epsilon_0} \frac{m^2}{kT} \quad (1-16)$$

y la teoría de Kirkwood<sup>3</sup>,

$$(1-17) \frac{(\epsilon_r - 1)(2\epsilon_r + 1)}{9 \epsilon_r} = \frac{N}{3 \epsilon_0} \left( \alpha + \frac{m^2}{3kT} g \right)$$

Con  $\eta$ , el índice de refracción que se relaciona con la permitividad relativa según la teoría de J.C. Maxwell por:  $\eta = \sqrt{\epsilon_r}$

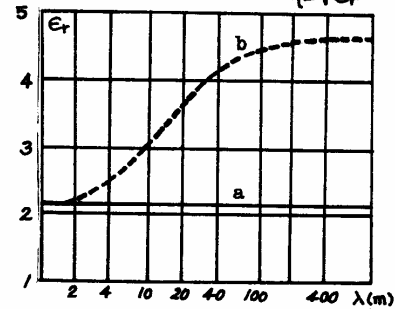


Fig. 1-3.- Dependencia de la permitividad relativa  $\epsilon_r$  con la longitud de onda para un dieléctrico líquido no polar, (curva a) aceite para transformadores, y para el mismo aceite, pero con una adición de 20% de un líquido fuertemente polarizado (nitrobenzeno  $C_6H_5NO_2$ ) (curva b)<sup>3</sup>.

#### 1.5. ANALISIS DE $\epsilon_r(\omega)$ .

Observando las fórmulas para  $\epsilon_r$ , es evidente que no depende de la intensidad del campo eléctrico aplicado (conservando las demás propiedades del dieléctrico) y experimentalmente se verifica. Vamos a mostrar el comportamiento de  $\epsilon_r$  cuando recorremos el espectro E M desde altas frecuencias (U V) hasta un valor de 50 - 60 Hz y veremos los mecanismos de polarización incorporándose uno a uno. Referirse a la fig. 1-4.

La permitividad relativa a elevadas frecuencias, superiores al ultravioleta tiene valor unitario  $\epsilon_r = 1$ . Al descender la frecuencia los electrones son capaces de seguir las alteraciones del campo y la permitividad relativa salta a  $\epsilon_r = 1 + \epsilon_{re}$  con  $\epsilon_{re}$ , contribución de la polarización electrónica, sobresale el hecho de que en la transición ocurre absorción.

En el infrarrojo hay un nuevo salto a  $\epsilon_r = 1 + \epsilon_{re} + \epsilon_{ri}$  con  $\epsilon_{ri}$ , contribución de la polarización iónica; continuando el decremento llegamos a  $\epsilon_r = 1 + \epsilon_{re} + \epsilon_{ri} + \epsilon_{rd}$ , donde  $\epsilon_{rd}$  es el aporte de la polarización dipolar, y por último a frecuencias de potencia  $\epsilon_r = 1 + \epsilon_{re} + \epsilon_{ri} + \epsilon_{rd} + \epsilon_{rx}$ , el valor  $\epsilon_{rx}$  es debido a la polarización interfacial o acumulación de carga en la interface de dieléctricos compuestos (o en la superficie de estos), dependiendo de sus conductividades.

La curva titulada pérdidas totales es la integral de las pérdidas por ciclo en todo el rango de frecuencias.

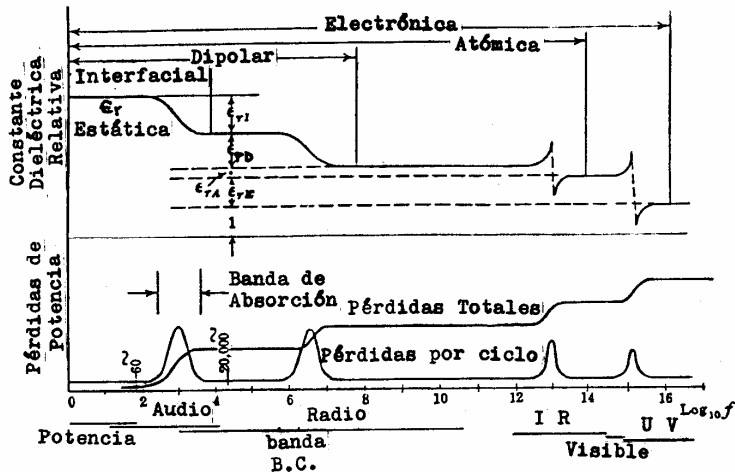


Fig. 1-4.- Dependencia de la constante dieléctrica - relativa y las pérdidas con la frecuencia.

1.6. PERDIDAS DIELECTRICAS

En general un dieléctrico con pérdidas, puede representarse con una permitividad relativa compleja:

$$\tilde{\epsilon}_r = \epsilon_r' - i\epsilon_r'' \quad (1-19)$$

Donde el cociente,  $\tan \delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'}$  (1-20)

Se denomina tangente del ángulo de pérdidas dieléctricas o factor de disipación. Externamente, si a un condensador le aplicamos una tensión alterna, el factor de disipación será:

$$\tan \delta = \frac{P_a}{P_r} = \frac{I_a}{I_r} \quad (1-21)$$

El ángulo  $\delta$  es muy importante en la construcción electroaislante y es un buen parámetro de los dieléctricos, a mayor valor de  $\delta$  mayores tendrán que ser las pérdidas (sin variar las otras condiciones). Las figs. 1-5 a 1-7 ilustran en casos particulares la variación de la permitividad relativa multiplicada por la tangente de pérdidas y la tangente misma con la frecuencia de la intensidad del campo eléctrico aplicado.

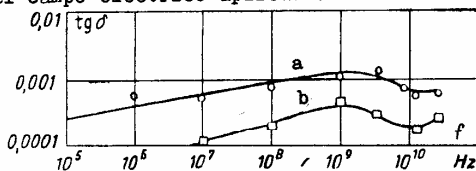


Fig. 1-5.- Dependencia entre  $\tan \delta$  de los dieléctricos no polares: a) politetrafluoroetileno; b) copolimero del tetrafluoroetileno y hexafluoropropileno, y la frecuencia.

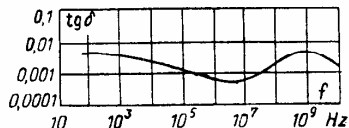


Fig. 1-6.- Dependencia entre  $\tan \delta$  y la frecuencia para polimetilmetacrilato a 20 °C.

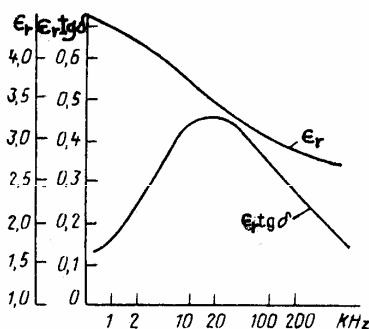


Fig. 1-7.- Dependencias de  $\epsilon_r$  y  $\epsilon_r \tan \delta$  en función de la frecuencia para el polibutilmetacrilato.

Un análisis de la teoría de Debye de la polarización dipolar y de los circuitos equivalentes para un dieléctrico con pérdidas permitió a los físicos Americanos, los hermanos K.S. y R.H. Cole determinar el lugar geométrico de los puntos  $\epsilon_r'$  y  $\epsilon_r''$  en el plano cartesiano como función de la frecuencia, ver la fig. 1-8.

2.- LA ABSORCION EN EL CONTROL DE PROCESOS INDUSTRIALES Y DETERMINACION DE COMPUESTOS QUIMICOS.

La fotometría de absorción permite, según depende el caso, hallar la(s) concentración(es) de mezclas y la identificación de sustancias. Para ello contamos con análisis cuantitativos (ley de Beer) y cualitativos respectivamente. Las regiones del espectro más utilizadas comprenden el infrarrojo y ultravioleta, aunque, es posible efectuar análisis en el rango de los rayos X o en microondas.

Donde se tenga un horno o caldera, la medición de temperatura y control de la llamason fundamentales, esto se logra gracias a los detectores de radiación que constituyen la parte primordial de los pirómetros de radiación, como veremos seguidamente.

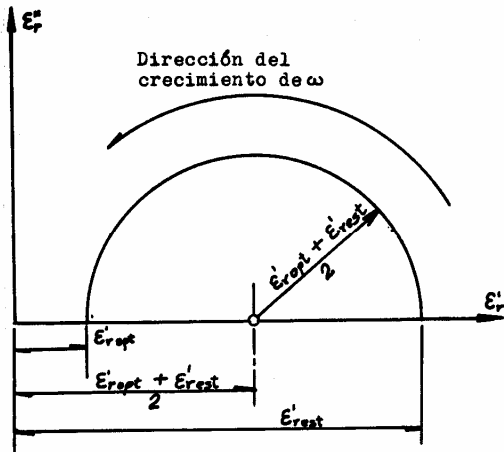


Fig. 1-8.- Diagrama circular de Cole - Cole en forma esquemática.

### 2.1. LEY DE BOUGUER Y BEER

Cuando un haz de radiación EM policromática-pasa a través de un gas o líquido, hay pérdidas por dispersión y reflexión, pero la absorción es dominante, pues, cada especie aislada de molécula, átomo, ión exhibe un conjunto de niveles de energía; claros para la excitación de un nivel a otro.

La ley de Bouguer afirma que en un material-homogéneo cada elemento de espesor de la sustancia absorbe la misma fracción de la intensidad lumínica que incide sobre éste.

En forma matemática, la disminución de intensidad ( $dI$ ) al pasar por un elemento de longitud ( $dX$ ) es proporcional a la intensidad incidente y al espesor atravesado, así:

$$-dI = \beta I dX$$

Despejando, 
$$\frac{dI}{I} = -\beta dX$$

Integrando, 
$$I = I_0 e^{-\beta X} \quad (2-1)$$

La fórmula (2-1) fué enunciada por Bouguer en 1.729 y redescubierta por Lambert, se concluye que la absorción depende de la composición del medio ( $\beta$ ) y de la longitud de la trayectoria óptica ( $X$ ).

La ley de Beer, se obtiene de (2-1) al reemplazar  $\beta$  por el producto  $\xi c$ ,

Al extraer logaritmo y evaluar en  $X = b$ , llegamos a la forma más conocida de la ley de Beer,

$$\log \frac{I_0}{I} = A = \xi bc \quad (2-2)$$

Las sustancias que cumplen (2-2) se caracterizan porque la absorbencia molar ( $\xi$ ) sólo depende de la sustancia en sí, el solvente y la longitud de onda aplicada. No interesa la concentración ni la longitud del camino óptico.

Es conveniente aclarar que la ley de Beer en su derivación se basa en las suposiciones:

- 1) la radiación incidente es monocromática
- 2) los centros absorbentes (moléculas e iones) actúan independientemente unos de

- 3) la absorción se limita a un volumen de corte seccional uniforme.

Debido a esto, los mejores resultados se logran con la sustancia en estado gaseoso y a poca presión, sin embargo, la sustancia que no se volatilice fácilmente puede examinarse en solución a baja concentración y en un solvente inerte, entre los más usados están la acetona, benceno, tetracloruro de carbono, ciclohexano, éter etílico, metanol y trimetilpentano 2,2,4.

Para una mezcla de distintos absorbentes (asumiendo que actúan independientemente) la ley de Beer toma la forma:

$$\log \frac{I_0}{I} = A = \xi_1 b c_1 + \dots + \xi_n b c_n \quad (2-3)$$

con el subíndice  $i$  para cada constituyente de la mezcla.

Los procedimientos fotométricos en su mayoría poseen alta sensibilidad, con frecuencia pueden detectarse concentraciones de sustancias tan pequeñas como 0.001 ppm y en los análisis cuantitativos realizados en el nivel de 1 ppm, es común tener una precisión de aproximadamente 1 %.

Un análisis cuantitativo suministra la concentración de una sustancia o varias, en el primer caso se escoge una longitud de onda tal que la sustancia a investigar posea absorción en este rango (los demás constituyentes no han de presentar absorción aquí), si esto no es posible debe realizarse una operación química preliminar o tratar la muestra como mezcla, lo cual es el segundo caso, y la ley de Beer se escribirá:

$$A_\lambda = b \sum_i \xi_{i\lambda} C_i \quad (2-4)$$

Donde los subíndices  $i$  denotan los diversos solutos, las incógnitas lógicamente son los  $c$ . En realidad (2-4) para una mezcla es un sistema de ecuaciones, cada una de éstas se plantea con una longitud de onda  $\lambda$ ; para conseguir excelentes resultados se recomienda que los  $\xi_i$ , entre sí tengan valores diferentes, además las observaciones han de efectuarse rápidamente para evitar cambios en la composición; la amplitud espectral junto con el ajuste de la longitud de onda deben ser iguales a los usados para trazar las curvas de absorción de cada constituyente, de lo contrario la precisión será dudosa.

Los análisis cualitativos permiten identificar sustancias en estado puro o donde ocurra poca interferencia, gracias a que la curva de absorción completa de un compuesto es única, asimismo estudiando detenidamente dicha curva podemos conocer los átomos presentes y sus agrupamientos, como fue el caso de la elucidación de la estructura de la penicilina.

Con objeto de conocer más profundamente la estructura molecular los análisis cualitativos suministran información de las fuerzas de los enlaces moleculares, los ángulos, los momentos de inercia, distancias intermoleculares y energías de disociación.

#### 2.1.1.- ANALISIS EN EL INFRARROJO

El analizador IR permite detectar:

- Vapor de agua ( $H_2O$ ), se halla en tecnología médica en estudios de transpiración, en agricultura para control del almacenaje de alimentos y secado de carne; también es necesario identificar el agua en sustancias como el freón, benceno, y dióxido sulfúrico líquido.

- Dióxido de carbono ( $CO_2$ ), está presente en la fabricación del amoníaco ( $NH_3$ ), generación de nitrógeno, manufactura del cemento, hornos de fundición, operaciones de conversión del acero, monitoreo de la contaminación atmosférica, procesos de combustión interna, almacenaje de granos, estudios de fotosíntesis, diagnósticos pulmonares y monitoreo de la respiración.

- Monóxido de carbono ( $CO$ ), acompaña la síntesis de metanol, metanación del monóxido de carbono, procesamiento del aluminio pulverizado, generación de gas inerte, monitoreo de la contaminación del aire, plantas de potencia atómica y calderas de vapor.

- Metano ( $CH_4$ ), aparece en desmetanizadores, operaciones con gas natural, sistemas de tratamiento de aguas negras y detección de fugas de gas.

- Dióxido sulfúrico ( $SO_2$ ), se encuentra en los gases de escape en una planta de ácido sulfúrico, fundición rápida, almacenaje de uvas y monitoreo de la contaminación atmosférica.

- Amoníaco ( $NH_3$ ), se presenta en la disociación del amoníaco y en sistemas de refrigeración.

La fig. 2-1 muestra algunos gases con sus características características de absorción en el infrarrojo.

- Las refinerías de petróleo, emplean la espectrofotometría para identificación directa de múltiples corrientes en proceso de hidrocarburos, no se requiere ningún tipo de separación preliminar a condición de usar un instrumento de alta resolución y que la mezcla no tenga más de 8 a 10 constituyentes en forma homogénea.

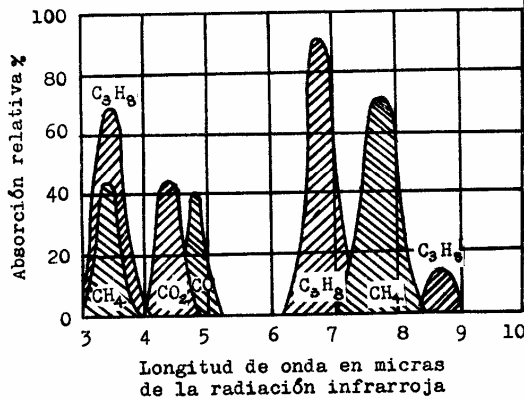


Fig. 2-1.- Características de absorción de varios gases en el rango IR.

- En atmósferas cerradas, un analizador IR ha de ser calibrado para controlar la concentración de gases explosivos, como la acetona manteniéndolos a cierto nivel; cuando éste es excedido se acciona una alarma, o se enciende un sistema de ventilación.

- Para detectar la presencia de isobutano en corrientes de hidrocarburos donde fluyen propano, butileno, isopentano, hexano, y butano normal, se evita su pérdida usando un analizador IR por medio del cual se ordena recircular o almacenar el producto hasta tener condiciones de operación óptimas.

- La síntesis del amoníaco exige analizadores para detectar  $CO$ ,  $CO_2$ , y  $CH_4$ .

### 2.1.2.- ANALISIS EN EL ULTRAVIOLETA

El esquema de la fig. 2-2 representa un analizador UV elemental, existen pocos compuestos con absorción en el ultravioleta de tal forma que estos analizadores son más selectivos y sensitivos que los infrarrojos, sus respuestas son rápidas y se emplean como control en un lazo cerrado. Adicional a esto, son capaces de monitorear corrientes a altas temperaturas, presiones y extremadamente corrosivas.

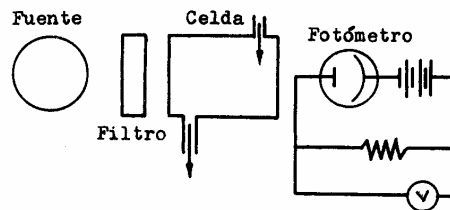


Fig. 2-2.- Analizador UV elemental.

Un analizador ultravioleta es útil para:

- Monitoreo del cloro ( $Cl_2$ ) y su respectivo uso en el proceso de clorinización, la pureza se mide con exactitud de 0.1%, aplicando un instrumento de doble haz, tomando como celda de referencia un recipiente con 100% de  $Cl_2$  fluyendo lentamente.

Otras aplicaciones incluyen:

- Monitoreo del  $F_2$ , practicado en los procesos de recuperación del uranio  $UF_6$ .

- Detección del  $SO_2$  en gases de escape, aquí el analizador UV es superior al IR, puesto que el vapor de agua y el  $CO_2$  no absorben ultravioleta.

- Monitoreo de compuestos aromáticos, como el anillo de benceno, los radicales con enlaces dobles nitro ( $-NO_2$ ) o sulfonil ( $-SO_2-$ ), los fenoles se detectan en aguas residuales.

- Los aldehídos y cetonas están caracterizados por una banda de absorción de 280 a 320 nm en el UV.

- Las impurezas causantes de la degradación del color (amarillo) son fuertes absorbentes de UV.

- Monitoreo de sales de hierro, níquel, manganeso, cobre; también absorben visible.

- Para controlar la contaminación ambiental los detectores UV registran en estado gaseoso  $SO_2$ ,  $NO_x$ ,  $Cl_2$ , mercurio y ozono. En fase líquida la presencia de compuestos aromáticos, de mercurio y residuos de petróleo es fácilmente confirmada. El hecho de que el agua no absorbe UV es favorable en el estudio de sus impurezas.

- Al igual que en el IR, un analizador UV en

cuenta aplicación para mantener solventes - inflamables como tolueno, benceno y acetona en niveles bajos, limitando la posibilidad de explosión.

- Los residuos de petróleo en aguas negras, se detectan con un analizador UV, el cual se apoya en el hecho de que los efluvios de refinarias de petróleo absorben en el rango de 210 a 280 nm del espectro EM. Para su estudio se usa un instrumento de doble haz, en la celda de referencia colocamos el agua residual previa extracción de los compuestos hidrocarbonados y orgánicos (esta es la referencia cero) y en la celda de muestra colocamos el agua con todos los residuos ya homogeneizada para disolver el aceite que se encuentra en suspensión, de este modo se efectúa el análisis obteniendo las concentraciones. Métodos análogos se practican para otros contaminantes como el mercurio que absorbe fuertemente en 253.7 nm.

## 2.2. RADIACION TERMICA

La absorción de radiación EM es importante - igualmente, para medir temperaturas a distancia y guiar proyectiles, antes de avanzar en estas aplicaciones, es provechoso recordar - dos leyes básicas de la radiación térmica, así como el concepto de cuerpo negro.

### 2.2.1.- LEY DE KIRCHHOFF

Un sólido o líquido al calentarse produce un espectro continuo, el cual depende de la temperatura. Toda sustancia con temperatura sobre el cero absoluto emite radiación EM. Un ejemplo lo constituye la radiación (residuo de la gran explosión) que llena el universo ( $T \approx 3^{\circ}K$ ), se encuentra al nivel de microondas y esto fue lo que possibilitó su hallazgo.

Siempre que exista interacción entre la radiación EM y materia se verifica, para una longitud de onda dada que :

$$r + a + t = 1 \quad (2-5)$$

En la fig. 2-3 vemos dos cuerpos encerrados y suspendidos en una cavidad donde impera el vacío.

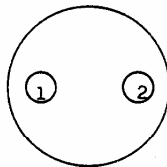


Fig. 2-3. Gráfico para deducir la ley de Kirchhoff.

Si inicialmente los dos cuerpos y la cavidad se encuentran a diferentes temperaturas entre sí, con el transcurso del tiempo los 3 quedarán a una temperatura constante de equilibrio y en ese momento la rata de absorción será igual a la rata de emisión de energía - por unidad de área.

Los procesos que se verifican en la superficie de cualesquiera de los tres cuerpos, se muestran en la fig. 2-4.

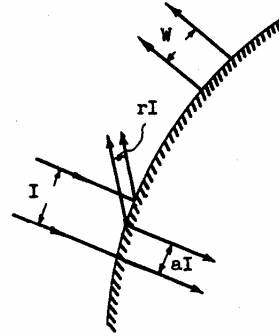


Fig. 2-4.- Esquema que aclara el proceso de irradiación, absorción, reflexión y emisión de energía radiante en una superficie.

Sean  $S_1$  y  $S_2$  las áreas de los cuerpos 1 y 2, en equilibrio térmico ( $aI = W$ ) tenemos :

$$W_1 S_1 = I S_1 a_1$$

$$W_2 S_2 = I S_2 a_2$$

$$\text{De donde : } I = \frac{W_1}{a_1} = \frac{W_2}{a_2} \quad (2-6)$$

La ecuación (2-6) es la ley de Kirchhoff, y afirma : A igual temperatura, la razón del poder emisor al poder absorbente es igual para todas las superficies.

### 2.2.2.- CUERPO NEGRO

En un gas los átomos están separados por distancias relativamente grandes entre sí y al excitarlos cada uno emite independientemente. En sólidos y líquidos el espacio interatómico es muy reducido, lo cual impide a los átomos un comportamiento individual, emitiendo espectros continuos con intensidad decreciente hacia los extremos, esta distribución de energía es dependiente de la temperatura (como ya anotábamos) y no es característica de la sustancia que la constituye.

Según la ley de Kirchhoff, el cociente del poder emisor al poder absorbente es constante para todos los cuerpos a una misma temperatura, así que el cuerpo con mayor poder absorbente tendrá el máximo poder emisor. El máximo valor del poder absorbente es  $a = 1$  y un cuerpo así lucirá completamente negro, pues, absorberá toda la radiación que sobre él incide (evidentemente, si su temperatura es lo suficientemente baja como para no brillar por sí mismo), este cuerpo ideal se denomina cuerpo negro.

$$\text{Por tanto , } W_{cn} = \frac{W_1}{a_1} = \frac{W_2}{a_2} \quad (2-7)$$

En palabras (2-7) nos dice : La razón del poder emisor al poder absorbente es igual para todas las superficies a la misma temperatura y coincide con el poder emisor de un cuerpo negro a una temperatura semejante.

En la práctica no existen cuerpos negros, incluso el negro de humo, que es un buen absorbente, refleja aproximadamente el 1% de la radiación que sobre él actúa. No obstante, es posible aproximarse a tal concepto con ciertos modelos como señala la fig.2-5. En cada caso la radiación que emerge es radiación de cuerpo negro y depende de la temperatura de la cavidad. Igualmente la radiación incidente es absorbida totalmente después de

múltiples reflexiones.



Fig. 2-5.- Modelos de cuerpo negro?

### 2.2.3.- LEY DE STEFAN - BOLZMANN

En 1.879, Josef Stefan sugirió de forma empírica, que el poder emisivo total de un cuerpo es proporcional a la cuarta potencia de su temperatura absoluta (si el receptor de la radiación se encuentra en el cero absoluto), es decir,

$$W = \sigma T^4 \quad (2-8)$$

La fórmula (2-8) fue derivada teóricamente por el físico Ludwig Boltzmann basado en la teoría electromagnética de Maxwell y consideraciones termodinámicas.

Si el receptor se encuentra a una temperatura sobre el cero absoluto llegamos a una fórmula muy conocida en la pirometría de radiación,

$$W = \sigma (T_a^4 - T_b^4) \quad (2-9)$$

Ahora bien, al trabajar con cuerpos reales - estos emiten para cada longitud de onda una cantidad de energía que guarda un radio constante con la cantidad de energía que radiaría un cuerpo negro ideal a igual temperatura. Estos cuerpos reales se denominan cuerpos grises. Expresado en otros términos la distribución espectral de un cuerpo gris y uno negro tienen igual forma, pero la energía total radiada es menor.

En este caso se incluye la cantidad  $e_m$  llamada emisividad, definida como el cociente,

$$e_m = \frac{W_{cg}}{W_{cn}} \quad (2-10)$$

Ambos cuerpos se encuentran a igual temperatura y tienen geometría equivalente, por tanto, el cuerpo gris emitirá según :

$$W = e_m \sigma T^4 \quad (2-11)$$

con  $e_m$  definida por (2-10).

### 2.3. PIROMETROS DE RADIACION

Los instrumentos que permiten conocer la temperatura de un cuerpo por medio de la energía de la radiación que emite, se denominan pirómetros de radiación.

Tenemos 4 tipos de pirómetros de radiación:

(1) Pirómetro de radiación total o de banda-ancha. Mide la temperatura captando toda o gran parte de la radiación emitida por el cuerpo.

En la fig. 2-6 aparece el esquema de un pirómetro de radiación total, una lente es la encargada de enfocar la radiación caliente en una termopila, la parte de la termopila que recibe la radiación se encuentra ennegrecida para comportarse como cuerpo negro.

La fem de la termopila depende de la diferencia de temperatura entre las uniones calien-

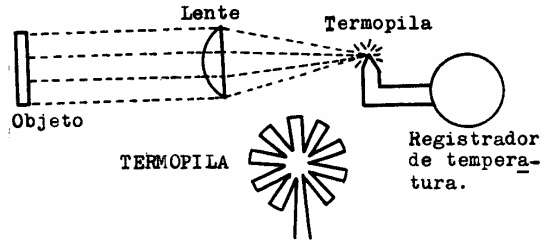


Fig. 2-6.- Esquema de un pirómetro de radiación total

te (expuesta a la radiación) y fría, que coincide con la caja del pirómetro, es decir con la temperatura ambiente. Con el fin de compensar las variaciones de la temperatura ambiente se tienen mecanismos como la resistencia de níquel conectada en paralelo con los bornes del pirómetro y en contacto con el cuerpo de éste. Cuando la temperatura - excede los 120 °C, la compensación por resistencia no funciona y es necesario recurrir a dispositivos de refrigeración por agua o aire.

Los pirómetros de banda ancha son económicos y las unidades comerciales trabajan en el rango de 0.3µm a 2.5 y 20µm. El límite superior lo determina el material de la lente y la ventana (el cristal absorbe en el IR).

(2) Pirómetro de brillo óptico. Se denomina así al instrumento que mide la temperatura del cuerpo en función de la radiación luminosa que éste emite. Los pirómetros ópticos manuales se basan en la desaparición del filamento incandescente de una lámpara al compararlo con la imagen del objeto enfocado. Los pirómetros de registro continuo son automáticos.

(3) Pirómetro pasabanda. Tiene máxima respuesta en una selecta banda de longitudes de onda. Son usados para medir la temperatura de cristales y plásticos cuyas emisividades son elevadas en unas pocas longitudes de onda del IR. También se emplean para eliminar la interferencia causada por gases y partículas en la trayectoria de medición del instrumento como se analizará en (2.3.2).

(4) Pirómetro de cociente. Evalúa la temperatura del blanco de acuerdo al cociente de energía en dos bandas, ya se trate del IR o visible. Como su resultado depende de un cociente, esto los hace útiles en sitios donde ocurran cambios en las características del blanco o de la trayectoria óptica.

En general, los pirómetros de radiación se aplican en:

- Medición de temperatura de forma automática (donde por contacto no es posible), registro continuo y adaptabilidad al control del proceso.

- Medios contaminantes, para los cuales las termocuplas tendrían vida limitada.

- Temperatura media de grandes áreas.

- Blancos móviles o de difícil acceso, como el interior de hornos.

- Conducción de proyectiles; estos se diseñan para que se alojen en la radiación infrarroja emitida por el chorro caliente del escape del avión. Un sistema de exploración en el proyectil localiza el blanco y produce se



ñales de error que lo guían hasta lograr su objetivo?

### 2.3.1.- DETECTORES DE RADIACION

Los detectores de radiación se dividen en -  
términos (emnegrecidos, para obtener un máxi-  
mo de radiación de todas las longitudes de  
onda) y fotónicos. Entre los detectores tér-  
micos están las termopilas de radiación, ter-  
mocuplas, bolómetros metálicos y bolómetros-  
termistor.

Las termopilas son de uso común debido a la  
gran calidad de los materiales con que se fa-  
brican y a la calibración constante de una  
unidad a otra. La principal limitación de  
los detectores térmicos es su velocidad y es-  
ta determina en los pirómetros la máxima can-  
tidad de energía que debe incidir para obte-  
ner una salida apreciable, así como el tiem-  
po que es preciso dirigir el instrumento ha-  
cia el blanco para alcanzar una lectura de  
temperatura estable.

Las termopilas producen salida cc, sin em-  
bargo, en algunas aplicaciones se obtienen  
ventajas cuando la radiación proveniente del  
blanco al detector es interrumpida periódica-  
mente, a una frecuencia fija, ésta técnica  
es empleada en muchos sistemas infrarrojos  
cuando, se necesita gran sensibilidad, se re-  
quiere amplificación y los amplificadores de  
ca de alta sensibilidad son más fáciles de  
construir que sus contrapartes de cc.

Pasando al segundo tipo de detectores, los -  
fotónicos, pueden dividirse en 3 grupos a sa-  
ber, células fotoconductoras, células foto-  
voltaicas y células electromagnéticas. Estos  
detectores han ganado aceptación por su rapi-  
dez ( $\mu s$ ) que permite frecuencias más eleva-  
das de troceado para las cuales un detector-  
término se hace insensible.

Aunque los detectores fotónicos aventajan en  
muchos casos a los térmicos, también mues-  
tran deficiencias:

- Los detectores de termopila son relativa-  
mente indiferentes a cambios de temperatura-  
comparados con los detectores fotónicos, es-  
tos últimos requieren un sistema compensador  
para asegurar estabilidad de calibración en  
medios industriales.

- Los detectores térmicos se cubren de negro  
y por tanto, absorben la radiación IR unifor-  
memente, por ello la salida no depende de la  
longitud de onda incidente como ocurre con  
los detectores fotónicos.

- Las termopilas son estables en el tiempo,  
mientras que los detectores fotónicos varían  
su estructura cristalina al envejecer, depen-  
diendo de la forma de procesamiento y empa-  
que, para protegerlos del medio ambiente.

Completaremos esta breve discusión sobre de-  
tectores agregando una aplicación bastante  
conocida; en calderas de vapor y hornos es  
necesario supervisar la llama en los quemado-  
res de gas o fuel-oil, pues, si ésta falla  
el suministro de combustible debe ser inte-  
rrumpido, o de lo contrario existe peligro  
de detonación al intentar el encendido nueva-  
mente. La llama gracias a su característica  
de parpadeo es discriminada del refractario  
por medio de un circuito electrónico conec-  
tado al detector.

### 2.3.2.- FUENTES DE ERROR

Un pirómetro no solo puede dar una lectura -  
errónea por factores de construcción, sino  
que depende igualmente de una serie de ele-  
mentos externos que nos disponemos a esclu-  
sionar.

El medio entre la fuente y el pirómetro pro-  
voca falsas indicaciones de acuerdo a su  
constitución, temperatura, concentración y  
profundidad.

Si el gas entre el objeto y el instrumento -  
está más frío que la fuente absorberá radia-  
ción y el pirómetro daría una temperatura me-  
nor, por el contrario si el gas está a mayor  
temperatura la lectura del pirómetro será su-  
perior puesto que el gas radiará.

El humo, cenizas y polvo originan este mismo  
tipo de error al depositarse en la ventana -  
protectora o las lentes del pirómetro causan-  
do una reducción de la radiación que llega  
al detector.

La absorción desempeña aquí nuevamente un pa-  
pel importante, puesto que el aire contiene  
vapor de agua, dióxido de carbono y otros ga-  
ses absorbentes del infrarrojo; la cantidad  
de energía pérdida depende del espesor de la  
capa atravesada por la radiación, así que el  
efecto no es una constante del instrumento y  
no es posible calibrarlo. Asimismo los mate-  
riales de las ventanas, lentes y espejos pa-  
ra enfocar la radiación o proteger los senso-  
res del ambiente son absorbentes del IR.

Un error es inherente a la fuente, ya que si  
el termómetro de radiación se ha calibrado  
con una fuente de cuerpo negro, el conocer  
la emitancia de otros cuerpos permite corre-  
gir las lecturas para la temperatura de un  
cuerpo real. Pero la emitancia no es una pro-  
piedad del material sencilla, depende del ta-  
maño, forma, aspereza de la superficie, ángu-  
lo visual, entre otros, de este modo la emi-  
tancia será un valor con incertidumbre.

Para finalizar éste aparte agregaremos como  
causa de error las reflexiones, debido a que  
las mediciones se efectúan en condiciones de  
cuerpo no negro en superficies con reflectan-  
cia distinta de cero, un blanco puede refle-  
jar la imagen de una llama a más temperatura  
y producir una indicación errónea del piróme-  
tro, la magnitud de la desviación está deter-  
minada por la emitancia del blanco, tempera-  
tura del objeto reflejado y la temperatura  
del blanco real.

## 3. ABSORCION DE RADIACION SOLAR

Es necesario hablar de la radiación solar,  
responsable de la vida en nuestro planeta,  
reguladora de fenómenos climáticos y fuente  
de energía no contaminante, indispensable  
en este tiempo de inminente agotamiento de  
los combustibles fósiles.

### 3.1.- EL ESPECTRO SOLAR

El espectro solar extraterrestre es continuo  
en su totalidad, exceptuando pequeñas líneas  
de absorción, cuyo origen proviene de los ga-  
ses de la atmósfera solar.

La radiación solar es comparable a la emitida  
por un cuerpo negro a cierta temperatura,  
que está dada por la aplicación específica.-

Para mostrar la variación de la intensidad - en función de la longitud de onda incidente, el valor de la temperatura es de  $5.762^{\circ}\text{K}$  como muestra la fig. 3-1

Claramente la curva que representa la radiación de un cuerpo negro a  $5.762^{\circ}\text{K}$  cubre en su totalidad el espectro solar exoatmosférico. La energía solar que recibe una superficie de 1 metro cuadrado en 1 segundo a la distancia media entre el sol y la tierra se le conoce como constante solar y su valor es de  $1,3530 \text{ } 1,5 \text{ } \text{kW} / \text{m}^2$ .

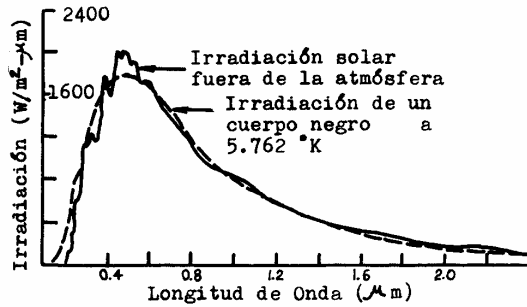


Fig.3-1.- Distribución espectral de la energía de la luz solar fuera de la atmósfera, comparada con la radiación de un cuerpo negro a  $5762^{\circ}\text{K}$ .

### 3.2.- INTERACCION ENTRE LA RADIACION SOLAR Y LA ATMOSFERA.

Al penetrar la radiación solar en la atmósfera terrestre, su espectro es modificado por la absorción, ver fig. 3-2.

La radiación solar de longitud de onda menor a  $0.2\mu\text{m}$  es absorbida y convertida en calor por el oxígeno en la termosfera; las longitudes de onda ultravioleta menores a  $0.3\mu\text{m}$  penetran en la mesosfera y estratosfera antes de ser, completamente absorbidas por el oxígeno molecular y el ozono, evitando así que esta radiación altamente energética alcance la superficie del planeta y destruya la vida

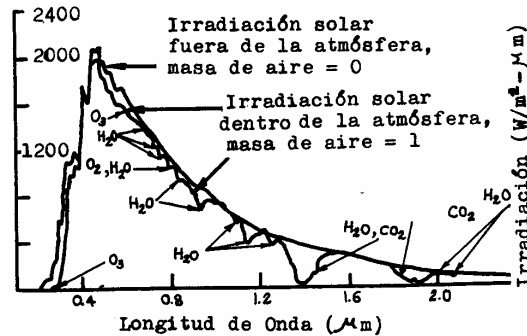


Fig.3-2.- Distribución espectral de la energía de la luz solar fuera de la atmósfera terrestre y la energía al nivel del mar.

La atmósfera presenta tres ventanas : una de  $0.3$  a  $1.0\mu\text{m}$  incluye la radiación visible, - en el infrarrojo entre  $10$  y  $12\mu\text{m}$ , y una muy importante que pasa radiación en el rango de radio desde  $10^3\mu\text{m}$  hasta  $2.5 \times 10^6\mu\text{m}$ . La radiación visible de  $0.4$  a  $0.7\mu\text{m}$  como ya vimos - cruza libremente la atmósfera sin absorción,

pero es alterada por la dispersión molecular responsable del color azul celeste.

El espectro solar es afectado por absorción del vapor de agua, un absorbente del infrarrojo desde  $5$  a  $8\mu\text{m}$ , igualmente el  $\text{CO}_2$  captura longitudes de onda entre  $0.7$  y  $18\mu\text{m}$ , con mayor intensidad entre  $12$  y  $16\mu\text{m}$ , emitiendo luego el calor producido al espacio y a la superficie de la tierra.

En definitiva, la transparencia de la atmósfera a la luz visible junto con su opacidad al infrarrojo térmico crea el efecto invernadero, que calienta la superficie del planeta. El incremento del  $\text{CO}_2$  (producto de la contaminación ambiental) aumentará el efecto referido, elevando la temperatura en todo el globo y originando fuertes alteraciones climáticas. La parte radiante efectiva de la tierra no es la superficie, sino una región que incluye : la zona superior de las nubes, parte superior de la troposfera y zona inferior de la estratosfera.

Resumiendo, la mayor cantidad de la radiación solar incidente en la superficie terrestre es convertida en calor y muy poca de ésta participa en reacciones fotoquímicas, incluida la fundamental llamada fotosíntesis. La radiación térmica terrestre es reradiada o devuelta a la atmósfera por conducción, convección y en agua evaporada

### 3.3.- ALGUNOS DISPOSITIVOS DE ABSORCION DE RADIACION SOLAR.

Para la conversión directa de energía radiante EM a electricidad contamos con células de silicio, células solares de sulfuro de cadmio, células de arseniuro de galio. Estos elementos son bien conocidos en cuanto al funcionamiento y empleo se refiere. Otros dos dispositivos para cumplir el mismo fin son las células termoeléctricas que trabajan en virtud del efecto Seebeck y las células termoiónicas, ver fig. 3-3.

Las células solares termoiónicas hacen uso del hecho, de que un metal a elevada temperatura emite electrones formando una nube de carga alrededor de sí. Al colocar otra placa a menor temperatura en la misma capsula (vacío), fluirá una corriente desde la placa caliente a la fría.

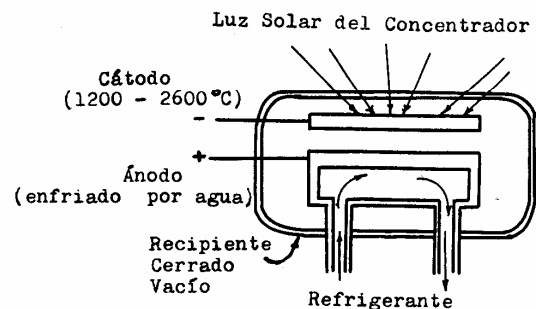


Fig. 3-3.- Diagrama esquemático de una célula solar termoiónica.

La distancia entre ánodo y cátodo ha de ser pequeña para evitar la disminución de corriente por acumulación de carga espacial, no obstante, la magnitud de la corriente depende de la diferencia de temperatura entre los electrodos, lo que implica refrigerar -

el ánodo. Los rendimientos obtenidos están entre 4 y 5 %.

La principal limitación del empleo de las células termoiónicas son las altas temperaturas de operación que exigen concentradores para la radiación solar con costos prohibitivos. Aunque por el momento la célula termoiónica no tenga mucho futuro comercialmente, es un interesante campo de investigación y desafío para la ciencia de los materiales.

La energía de la radiación EM solar es convertida a energía calorífica por medio de la absorción. Los dispositivos que cumplen este fin son los colectores concentradores y los colectores de placa plana, estos últimos encuentran gran aceptación por su extrema sencillez y bajo costo. En la fig. 3-4 tenemos un colector plano en corte con sus respectivas partes.

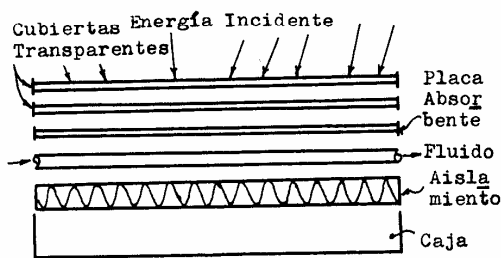


Fig. 3-4.- Sección de un colector de placa plana.

Un colector plano de radiación solar logra un buen funcionamiento apoyado en dos procesos interesantes :

- (i) Placa absorbente selectiva.
- (ii) Cubiertas transmisoras selectivas.

La placa absorbente selectiva debe presentar máxima absorción a longitudes de onda visible y del cercano IR, así como alta reflectividad a las longitudes de onda correspondientes al IR térmico. El objeto de la máxima absorción obedece a captar la mayor cantidad de radiación solar incidente y con energía térmica; la alta reflectividad causa que el IR térmico sea poco absorbido, y como el poder emisor es intercambiable con el poder absorbente a una longitud de onda dada, la placa emitirá menor cantidad de infrarrojo térmico, minimizando las pérdidas del colector por radiación.

El plato ideal tendrá alto poder absorbente para la radiación solar y mínimo poder emisor para el infrarrojo térmico. Esta superficie se denomina selectiva.

El segundo proceso llamado transmitancia selectiva, colabora para reducir las pérdidas de radiación IR térmica del plato empleando cubiertas transparentes para la luz visible y el cercano IR, bloqueando el IR lejano.

Una vez obtenido calor de la radiación solar se utiliza comúnmente en ; destilación de agua, secado de productos agrícolas, calentamiento de aire y agua, fig.3-5, para consumo industrial o confort, bombeo solar de agua, calefacción de piscinas, refrigeración y ciclos termodinámicos que suministren trabajo.

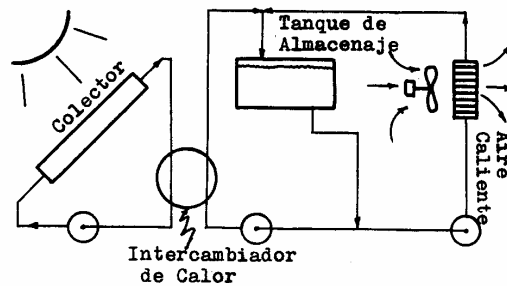


Fig. 3-5.- Calentamiento solar de aire con depósito de almacenaje de agua.

### CONCLUSIONES

(i) La absorción de radiación electromagnética nunca ocurre libre de otros fenómenos, pero nuestro enfoque ha tratado de concederle la importancia que merece.

(ii) Las pérdidas dieléctricas son perjudiciales en los materiales electroaislantes, ya que estas causan el fenómeno denominado perforación dieléctrica por calor. En general, con objeto de evitar el rápido deterioro del aislante es conveniente contar con un método de extracción del calor para mantener un equilibrio de flujos y así estabilizar la temperatura en los valores normalizados.

(iii) El calentamiento dieléctrico es utilizado industrialmente en el secado de madera, polimerización y fijado del pegamento en maderas de múltiples capas.

(iv) La absorción de radiación EM para identificación de compuestos químicos presenta extensas aplicaciones industriales y las que aquí consideramos no son restrictivas. La más interesante desde el punto de vista de supervivencia, es el control de la contaminación ambiental.

(v) La absorción de radiación EM también se emplea con fines médicos. Por ejemplo el IR produce vasodilatación con hiperemia y diapedesis (paso de leucocitos a través del endotelio de los vasos sanguíneos y su diseminación en los tejidos). Es indicado para procesos inflamatorios, supuratorios y traumatismos.

El UV causa eritemas, favorece la formación de vitamina D, estimula la deposición de melanina, modifica el número de glóbulos rojos en la sangre, altera la forma de los leucocitos y si es de alta energía ( $\lambda < 280 \text{ nm}$ ) tiene efectos esterilizantes e incluso ocasiona ceguera.

### GLOSARIO DE SIMBOLOS

- A : absorbencia.
- a : poder absorbente, fracción de la energía incidente que es absorbida. Depende de la longitud de onda.
- b : longitud de la trayectoria óptica (m).
- c : concentración (moles /l).
- E : intensidad del campo eléctrico incidente en el instante t (V/m).
- $E_0$  : intensidad máxima del campo eléctrico (V/m).
- $e'$  : carga del electrón =  $1.6021 \times 10^{-19} \text{ (C)}$ .
- $e_m$  : emisividad.

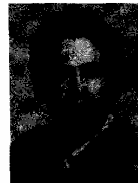
$\epsilon$  : permitividad del material (F/m).  
 $\epsilon_r$  : permitividad relativa (F/m).  
 $\epsilon_0$  : permitividad del espacio vacío =  $8.854 \times 10^{-12}$  (F/m).  
 $\tilde{\epsilon}_r$  : permitividad relativa compleja.  
 $\epsilon_r$  : permitividad relativa real.  
 $\epsilon''_r$  : permitividad relativa imaginaria.  
 $\epsilon_{opt}$  : permitividad relativa a frecuencias ópticas.  
 $\epsilon_{prox}$  : permitividad relativa a frecuencias próximas a cero.  
 $\xi$  : absorbencia molar o coeficiente de extinción molar.  
 $F_e$  : fuerza producida por la intensidad del campo eléctrico sobre el electrón (N).  
 $F_{er}$  : fuerza elástica restauradora de cada oscilador (N).  
 $F_f$  : fuerza debida al rozamiento (N).  
 $f$  : frecuencia (Hz).  
 $g$  : factor de estructura, incluye las influencias intermoleculares. Su determinación es laboriosa.  
 $I$  : energía incidente/ área - tiempo en la distancia  $x = b(2-l)$ ; irradiación ( $W/m^2$ ) (2-2).  
 $I_0$  : energía incidente / área - tiempo en  $x = 0$  o  $b = 0$ .  
 $I_a$  : corriente activa (A).  
 $I_r$  : corriente reactiva (A).  
 $k$  : constante de Boltzmann =  $1.38 \times 10^{-23}$  (J / °K).  
 $k_e$  : susceptibilidad dieléctrica.  
 $\bar{m}$  : momento dipolar intrínseco (C.m).  
 $m_e$  : masa del electrón =  $9.1091 \times 10^{-31}$  (Kg).  
 $\bar{p}$  : momento dipolar inducido (C.m).  
 $P$  : vector polarización eléctrica (C.m).  
 $P_a$  : potencia activa (W).  
 $P_r$  : potencia reactiva (VAR).  
 $q$  : carga eléctrica resultante (C).  
 $r$  : poder reflectante, fracción de la energía incidente que es reflejada. Depende de la longitud de onda.  
 $\bar{r}$  : separación entre los centros de carga en el instante  $t$  (m).  $(\cdot) = d / dt$ .  
 $r_m$  : máxima separación entre las cargas (m).  
 $r_p$  : separación entre los centros de carga del dieléctrico polar (m).  
 $T$  : temperatura absoluta (°K).  
 $T_d$  : factor de disipación.  
 $t$  : transmitancia, fracción de la energía incidente que es transmitida. Depende de la longitud de onda.  
 $W$  : poder emisivo o emitancia (W/m).  
 $W_{cn}$  : poder emisivo cuerpo negro.  
 $W_{cg}$  : poder emisivo cuerpo gris.  
 $\alpha$  : polarizabilidad de la partícula cargada ( $F.m^2$ ).  
 $\beta$  : coeficiente de absorción lineal ( $m^{-1}$ ).  
 $\gamma$  : coeficiente del amortiguamiento viscoso ( $seg^{-1}$ ).  
 $\sigma$  : constante de Stefan - Boltzmann =  $5.669 \times 10^{-8}$  ( $W / m^2 \cdot K^4$ ).  
 $\omega$  : frecuencia angular de la radiación EM incidente,  $\omega = 2\pi f$  (rad.).  
 $\omega_0$  : frecuencia de resonancia del oscilador electrónico.  
 $\delta$  : ángulo de pérdidas dieléctricas.

#### REFERENCIAS

- 1.- Johnk, Carl T., Teoría Electromagnética, México, Limusa, 1981.
- 2.- Strong, John, Concepts of Classical Optics, San Francisco, W.H. Freeman, 1958
- 3.- Taréiev, B. M., Física de los Materiales Dieléctricos, Moscú, MIR, 1978.

- 4.- Hecht, Eugene y Zajac, Alfred, Optics , Addison Wesley, 1974.
- 5.- Attwood S., Stephen, Electric and Magnetic Fields, New York, Dover Publications Inc., 1967.
- 6.- Strobel, Howard A., Instrumentación Química, México, Limusa - Wiley, S.A. , 1968.
- 7.- Considine Douglas, Maxwell, ed., Process Instruments and Controls Handbook, 2nd ed., London, New York, Mc Graw - Hill-Book Company, Inc., 1974.
- 8.- Creus S., Antonio, Instrumentación Industrial, 2nd ed., México, Barcelona, Publicaciones Marcombo, S. A., 1981.
- 9.- Sears, Francis Weston, Optica, Madrid , Aguilar, 1958.
- 10.- Doebelin O., Ernest, Diseño y Aplicación de Sistemas de Medición, México, Diana, 1980.
- 11.- Lunde J., Peter, Solar Thermal Engineering, New York, John Wiley & Sons , 1980.
- 12.- Meinel, Aden B. y Meinel, Marjorie P. , Aplicaciones de la Energía Solar, Barcelona, Bogotá, Reverte S. A., 1982.
- 13.- Chica, Benhur y Rodriguez de , Elvira , biofísica de las radiaciones, Bogotá, U N , 1978.
- 14.- Born, Max, Principles of Optics, New - York, Pergamon Press, 1959.
- 15.- Considine Douglas, Maxwell y Ross, S. - D., Manual de Instrumentación Aplicada, 3 ed., vol 1 y 2, México, C.E.C. S.A., 1979.
- 16.- Hardy, Arthur C., The principles of Optics, New York, Mc Graw - Hill Book - company, Inc., 1932.
- 17.- Jenkins, Francis A., Fundamentals of Optics, 3 ed., New York, Mc Graw - Hill Book Company Inc., 1957.
- 18.- Morgan, Joseph, Introduction to Geometrical and Physical Optics, New York, Mc Graw - Hill Book , 1953.

#### BIBLIOGRAFIA



JESUS ALBERTO DELGADO RIVERA, nació en Bogotá el año de 1963. Finaliza estudios secundarios en el Instituto de Educación media Santiago Pérez en el área de Electricidad y Electrónica en 1979. Al año siguiente ingresa a la Universidad Nacional de Colombia, sede Bogotá, donde realiza estudios en el plan de Ingeniería - Eléctrica y además colabora como auxiliar de docencia. El artículo aquí presentado es el contenido esencial de la monografía que lleva el mismo título, la cual tomó un año elaborarla.