

Sensores generadores

Se consideran sensores generadores aquellos que generan una señal eléctrica a partir de la magnitud que miden, sin necesidad de una alimentación eléctrica.

Ofrecen una alternativa para medir muchas de las magnitudes ordinarias, sobre todo temperatura, fuerza y magnitudes afines. Pero, además, dado que se basan en efectos reversibles, están relacionados con diversos tipos de accionadores o aplicaciones inversas en general. Es decir, se pueden emplear para la generación de acciones no eléctricas a partir de señales eléctricas.

Se exponen también los sensores fotovoltaicos y algunos de magnitudes químicas para las que hasta el momento se han visto pocas posibilidades de medida.

Algunos de los efectos que se describen aquí pueden producirse inadvertidamente en los circuitos, y ser así fuente de interferencias. Es el caso termoelectromotrices, de las vibraciones en cables con determinados dieléctricos o de potenciales galvánicos en soldaduras o contactos. La descripción de los fenómenos asociados, con vistas a la transducción, permite su análisis cuando se trate de reducir interferencias.

4.1 SENSORES TERMOELÉCTRICOS: TERMOPARES

4.1.1 Efectos termoelectrónicos

Los sensores termoelectrónicos se basan en dos efectos que, a diferencia del efecto Joule, son reversibles. Se trata del efecto peltier y del efecto Thompson.

Históricamente fue primero Thomas J. Seebeck quién descubrió, en 1822, que en un circuito de dos materiales distintos homogéneos, A y B, con dos uniones a diferente temperatura, aparece una corriente eléctrica (figura 4.1). Es decir, hay una conversión de energía térmica a energía eléctrica, o bien, si se abre el circuito, una fuerza termoelectromotriz (f.t.e.m.) que depende de los metales y de la diferencia de temperaturas de las dos uniones. Al conjunto de estos dos metales distintos con una unión firme en un punto o una zona se le denomina termopar.

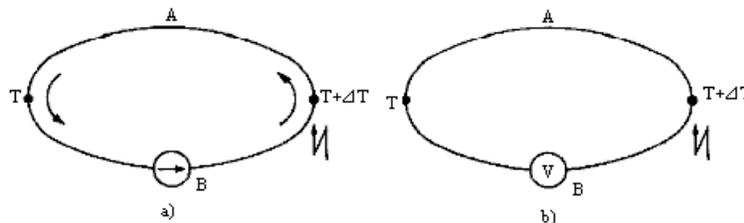


Figura 4.1 Efecto Seebeck en un termopar: aparece una corriente (a) o una diferencia de potencial (b) cuando hay dos uniones a distintas temperatura.

La relación entre la f.t.e.m., E_{AB} , y la diferencia de temperatura entre las uniones, T , define el coeficiente Seebeck, S_{AB} :

$$S_{AB} = \frac{dE_{AB}}{dT} = S_A - S_B \quad (1.1)$$

Donde S_A y S_B son, respectivamente, la potencia termoelectrónica absoluta de A y B. En general, S_{AB} no es constante sino que depende de T , y suele crecer al aumentar T . Es importante notar que mientras la corriente que circula por el circuito depende de la resistencia de los conductores, en cambio la f.t.e.m. no depende ni de la resistividad, ni de la sección, ni distribución o gradiente de temperatura. Depende sólo de la diferencia de temperatura entre las uniones y de la naturaleza de los metales. Esta fuerza electromotriz se debe al efecto Peltier y al efecto Thompson.

El efecto Peltier, descubierto por Jean C. A. Peltier en 1834, consiste en el calentamiento o enfriamiento de una unión entre dos metales distintos al pasar corriente por ella (figura 4.2). Al invertir el sentido de la corriente, se invierte también el sentido del flujo de calor. Es decir, si una unión antes se calentaba (cedía

calor), al cambiar el sentido de la corriente se enfría (absorbe calor), y si primero se enfriaba, ahora se calienta. Este efecto es reversible e independiente del contacto, es decir, de la forma y dimensiones de los conductores. Depende sólo de su composición y de la temperatura de la unión. Esta dependencia resulta ser lineal y viene descrita por el coeficiente de Peltier, π que por tener dimensiones de tensión se llama a veces “tensión Peltier”. Se define como el calor generado en la unión entre A y B por unidad de corriente (de carga positiva) que circula de B a A.

$$dQ_p = \pm \pi_{AB} I dt \quad (1.2a)$$

Para una unión a temperatura absoluta T, se demuestra que:

$$\pi_{AB} = T(S_B - S_A) = -\pi_{BA} \quad (1.2b)$$

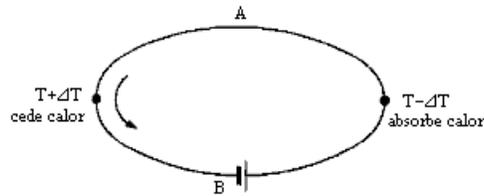


Figura 4.2 Efecto Peltier: al hacer circular corriente por un circuito de termopares una unión se enfría y la otra se calienta.

El hecho de que el calor intercambiado por unidad de superficie de la unión sea proporcional a la corriente y no a su cuadrado de la corriente, y no cambia al hacerlo su dirección.

El efecto Peltier es también independiente del origen de la corriente, que puede ser, incluso de origen termoelectrónico, como en la figura 4.1a. En este caso las uniones alcanzan una temperatura distinta a la del ambiente, y ello puede ser una fuente de errores.

El efecto Thomson, descubierto por William Thomson (Lord Kelvin) en 1847-54, consiste en la absorción o liberación de calor por parte de un conductor homogéneo con temperatura no homogénea por el que circule una corriente (figura 4.3). El calor liberado es proporcional a la corriente, no a su cuadrado, y, por ello cambia de signo al hacerlo el sentido de la corriente. Se absorbe calor al fluir corriente del punto más frío al más caliente, y se libera cuando fluye del más caliente al más frío. En otras palabras, se absorbe calor si la corriente y el calor fluyen en direcciones opuestas, y se libera calor si fluyen en la misma dirección.

El flujo neto de calor por unidad de volumen, q , en un conductor de resistividad r , con un gradiente longitudinal de temperatura, dT/dx , por el que circula una densidad de corriente y , será:

$$q = i^2 r - y \sigma (dT / dx) \quad (1.3)$$

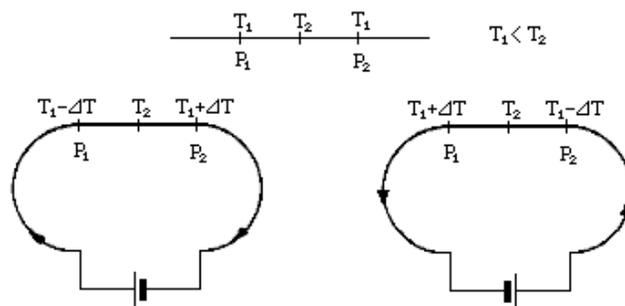


Figura 4.3 Efecto Thomson: al circular una corriente por un conductor homogéneo con temperatura no homogénea, se absorbe o libera calor.

donde σ es el denominado coeficiente Thomson. El primer término es la expresión del efecto Joule, irreversible, mientras que el segundo expresa el efecto Thomson.

Considerando de nuevo el circuito de la figura 4.1a, si la corriente que circula es suficientemente pequeña para poder despreciar el efecto Joule, se pueden considerar exclusivamente los efectos termoelectrónicos reversibles. En este caso, la energía termoelectromotriz producida, $(dE_{AB} / dT) \Delta T$, debe coincidir con la energía térmica neta transformada. Para la situación de la figura 4.1, con una temperatura $T + \Delta T$ en una unión y T en la otra,

el calor absorbido en la unión caliente es $\pi_{AB}(T + \Delta T)$, mientras que el calor liberado en la unión fría es $-\pi_{AB}(T)$. Por efecto Thompson, se libera en A un calor $-\sigma_B(\Delta T)$. El balance energético es así:

$$(dE_{AB}/dT)\Delta T = \pi_{AB}(T + \Delta T) - \pi_{AB}(T) + (\sigma_B - \sigma_A)\Delta T \quad (1.4)$$

Dividiendo ambos términos por ΔT y pasando al límite cuando ΔT tiende a 0, resulta:

$$dE_{AB}/dT = d\pi_{AB}/dT + \sigma_B - \sigma_A \quad (1.5)$$

Esta fórmula indica que el efecto Seebeck es, de hecho, el resultado de los efectos Peltier y Thompson, y expresa el teorema fundamental de la termoelectricidad.

Las expresiones (1.1) y (1.5) permiten pensar en la aplicación de los termopares a la medida de temperaturas. Si en un circuito se mantiene una unión a temperatura constante (unión de referencia), la f.t.e.m. será función de la temperatura a que esté sometida la otra unión, que se denomina unión de medida. Los valores correspondientes a la tensión obtenida con determinados termopares, en función de la temperatura de esta unión cuando la otra se mantiene a 0°C, están tabulados. El circuito equivalente es una fuente de tensión con una resistencia de salida distinta en cada rama (la de cada metal). Para cobre y constantan, por ejemplo, pueden ser 300Ω y 10Ω.

Ahora bien, la aplicación de los termopares a la medida está sujeta a una serie de limitaciones que conviene conocer de cara a su uso correcto. En primer lugar, es obvio que la temperatura máxima que alcance el termopar debe ser inferior a su temperatura de fusión. Por lo tanto, hay que elegir un modelo adecuado a los valores de temperatura a medir. También debe garantizarse que el medio donde se va a medir no ataca a ninguno de los metales de la unión.

En segundo lugar, y más difícil de ser percibido, la corriente que circule por el circuito de termopares debe ser mínimo. DE no ser así, dado el carácter reversible de los efectos Peltier y Thompson, la temperatura de los conductores, y en particular la de las uniones, sería distinta a la del entorno, debido al flujo de calor desde y hacia el circuito. Según la intensidad de la corriente, incluso el efecto Joule podría ser apreciable. Todo esto llevaría a que la unión de medida alcanzara una temperatura distinta a la que se desea medir y la unión de referencia una temperatura diferente a la supuesta, con los consiguientes errores. Los conductores además, deben ser homogéneos, por lo que conviene extremar las precauciones para que no sufran tensiones mecánicas (por ejemplo, al instalarlos), ni térmicas (por ejemplo, debidas al envejecimiento si hay gradientes de temperatura importantes a lo largo de su tendido).

Otra limitación es la necesidad de mantener una de las dos uniones a una temperatura de referencia fija si se desea medir la de la otra unión, pues todo cambio en dicha unión de referencia será una fuente de error. Repercute en ello que la tensión de salida es muy pequeña, por cuanto la sensibilidad típica es de 6 a 75 $\mu V/^\circ C$. Si además la temperatura de referencia no es muy próxima a la de medida, resultará que la señal ofrecida tendrá un nivel alto constante en el que los cambios de temperatura de interés puede que provoquen sólo pequeñas variaciones de tensión. Si se desea una exactitud elevada, la no linealidad de la relación entre f.t.e.m. y temperatura puede ser importante. Una fórmula aproximada y con validez general es:

$$E_{AB} \approx C_1(T_1 - T_2) + C_2(T_1^2 - T_2^2) \quad (1.6)$$

donde T_1 y T_2 son temperaturas absolutas respectivas de cada unión, y C_1 y C_2 son constantes que dependen de los materiales A y B. La realización de termopares útiles viene limitada, precisamente, por el interés de que C_2 sea muy pequeña, y esto restringe mucho las posibilidades de elección. Para el termopar de cobre/constantan, por ejemplo, si tiene:

$$E_{AB} \approx 62,1(T_1 - T_2) - 0,045(T_1^2 - T_2^2)\mu V \quad (1.7)$$

Esta no linealidad puede que requiera una corrección que se realiza en el circuito de acondicionamiento de señal. Considerando todos los factores, es difícil tener un error menor que 0,5°C, sino también en cada modelo particular. Por otra parte, su estabilidad a largo plazo es aceptable y su fiabilidad elevada. Además, para temperaturas bajas tienen mayor exactitud que las RTD, y por su pequeño tamaño permiten tener velocidades

de respuesta rápidas, del orden de milisegundos. Poseen también robustez, simplicidad y flexibilidad de utilización, y se dispone de modelos de bajo precio que son suficientes en muchas aplicaciones. Dado que no necesitan excitación, no tienen los problemas de autocalentamiento que presentan las RTD, en particular al medir la temperatura de gases.

4.1.2 Tipos de termopares

En las uniones de termopar interesa tener: resistividad elevada para tener una resistencia alta sin requerir mucha masa, lo cual implicaría alta capacidad calorífica y respuesta lenta; coeficiente de temperatura débil en la resistividad; resistencia a la oxidación a temperaturas altas, pues debe tolerar la atmósfera donde van a estar, y linealidad lo mayor posible.

Para lograr estas propiedades se emplean aleaciones especiales: níquel (90)/cromo (10) -cromel-; cobre (57)/níquel (43); níquel (94)/aluminio (2)/manganeso (3)/silicio (1) -alumel-; etc. La protección frente al ambiente se logra mediante una vaina., normalmente de acero inoxidable, tal como se indica en la figura 4.4. La velocidad de respuesta y la robustez de la sonda vendrán afectadas por el espesor de dicha vaina. El silicio y el germanio presentan también propiedades termoeléctricas, si bien hasta ahora han encontrado mas aplicación como refrigeradores (elementos Peltier) que como termopares de medida. En el cuadro 4.1 se recogen las características de algunos de los termopares más comunes y su designación de acuerdo con las normas ANSI. Para medir la temperatura de superficies, hay modelos fabricados con tecnología de capa fina.

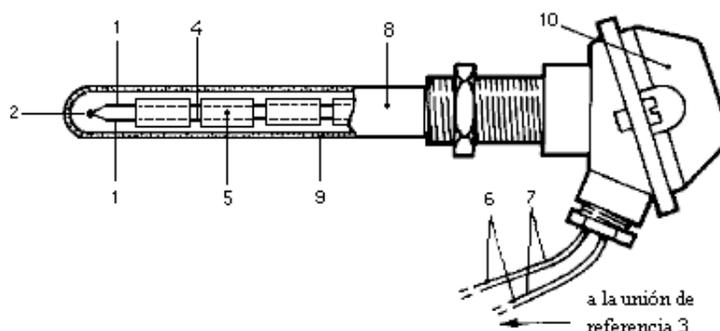


Figura 4.4 Termopar industrial con vaina

- | | |
|---|---|
| 1. Conductores (diferentes) | 7. Cables de compensación, diferentes de los del termopar pero con f.t.e.m. pequeña |
| 2. Unión de medida | 8. Caña pirométrica |
| 3. Unión de referencia | 9. Protector (cubierta externa) |
| 4. Hilos de termopar sin aislar | 10. Cabeza de la caña |
| 5. Hilos de termopar aislados | |
| 6. Cables de extensión iguales a los del termopar | |

Cuadro 4.1 Termopares comunes

Designación ANSI	Composición	Margen habitual [°C]	mV/margen
B	Pt(6%)/Rodio-Pt(30%)/Rodio	38 a 1800	13,6
C	W(5%)/Renio-W(26%)/Renio	0 a 2300	37,0
E	Cromel-Constantan	0 a 982	75,0
J	Hierro-Constantan	0 a 760	42,9
K	Cromel-Alumel	-184 a 1260	56,0
N	Nicosil(Ni-Cr-Si) - Nisil(Ni-Si-Mg)	-270 a 1300	51,8
R	Pt(13%)/Rodio-Pt	0 a 1593	18,7

S	Pt(10%)/Rodio-Pt	0 a 1538	16,0
T	Cobre-Constantan	-184 a 400	26,0

Los termopares J son versátiles y de bajo coste. Se pueden emplear en atmósferas oxidantes y reductoras. Se aplican a menudo en hornos de combustión abiertos a la atmósfera. Los termopares K se emplean en atmósferas no reductoras y, en su margen de medida, son mejores que los de tipo E, J y T cuando se trata de medir en atmósfera oxidantes. Los termopares T resisten la corrosión, de modo que se pueden emplear en atmósferas de alta humedad. Los termopares E son los de mayor sensibilidad y resisten la corrosión por debajo de 0°C y las atmósferas oxidantes. Los termopares N resisten la oxidación y ofrecen mejor estabilidad a altas temperaturas. Los termopares con metales nobles (B, R y S) tienen muy alta resistencia a la oxidación y a la corrosión.

Cuadro 4.2 Fragmento de la tabla de tensiones vs. temperatura para un termopar tipo J entre 0 y 40°C. La unión de referencia se supone a 0°C. Las tensiones están dadas en milivoltios.

Grados	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	0,000	0,050	0,101	0,151	0,202	0,253	0,303	0,354	0,405	0,456	0,507
10	0,507	0,558	0,609	0,660	0,711	0,762	0,813	0,865	0,916	0,967	1,019
20	1,019	1,070	1,122	1,174	1,225	1,277	1,329	1,381	1,432	1,484	1,536
30	1,536	1,588	1,640	1,693	1,745	1,797	1,849	1,901	1,954	2,006	2,058

La tensión de salida correspondiente a distintas temperaturas cuando la unión de referencia está a 0,00°C está tabulada. Esto no significa que la unión a 0,00°C dé siempre una tensión de 0 V para cualquier termopar. Es sólo cuestión de conveniencia debido a que al medir la tensión que da una unión es inevitable introducir otra y, por tanto, es mejor hablar de diferencia de tensiones entre uniones a diferentes temperaturas que de tensión debida a una unión. Para normalizar se ha elegido como temperatura de referencia para las tablas la de 0,00°C. En el cuadro 4.2 se recoge un fragmento de una tabla de este tipo. Las tensiones o temperaturas intermedias se obtienen mediante interpolación lineal. La exactitud se puede aumentar con los termopares autocalibrados. Consisten en un termopar próximo a un metal, dentro del mismo encapsulado. Cuando la temperatura de la sonda es tal que el metal cambia de fase, la evolución temporal de la temperatura indicada por el termopar se estabiliza durante unos minutos. Si se compara la indicación del termopar con la temperatura de transición de fase (conocida) de metal, se tiene un punto de liberación.

En un sistema automático se pueden emplear polinomios que aproximan las tablas con una exactitud dependiente de su orden. Corresponden a expresiones del tipo:

$$T = a_0 + a_1x + a_2x^2 + \dots \quad (1.8)$$

donde x es la tensión obtenida.

Según la aplicación, se dispone de distintos tipos de uniones, como las indicadas en la figura 4.5.

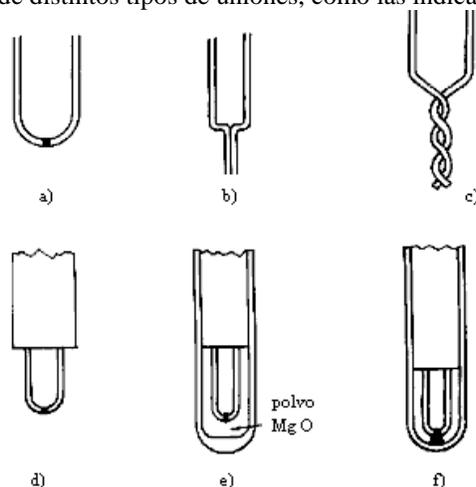


Figura 4.5 Distintos tipos de uniones de termopar y sus vainas.

- a) unión soldada en extremos
- b) unión soldada en paralelo
- c) hilo trenzado
- d) termopar expuesto: respuesta rápida
- e) termopar encapsulado: aislamiento eléctrico y ambiental
- f) termopar unido a la cubierta: aislamiento ambiental

Las uniones desnudas se emplean para medidas estáticas, pero son frágiles, o de flujos de gases no corrosivos donde se requiere un tiempo de respuesta rápida. Las uniones aisladas se emplean para medir en ambientes corrosivos donde además interesa aislamiento eléctrico del termopar. Éste queda entonces encerrado por la vaina y aislado de ésta por un buen conductor térmico como el aceite, mercurio o polvo metálico. Si se desea respuesta rápida y no hace falta una vaina gruesa, se emplean aislantes minerales como polvo de MgO , Al_2O_3 o BeO . Según el grado de compactación del aislante, la respuesta final es más o menos lenta y la temperatura máxima soportada es también distinta. Los termopares aislados también se aplican en medidas a alta presión. Mediante uniones puestas a masa, se pueden medir temperaturas estáticas o de flujos de gases o líquidos corrosivos y, como la unión está soldada a la vaina protectora, la respuesta térmica es más rápida. Pero si la masa es ruidosa, no sirve y hay que aislar térmicamente el termopar. Además, la mayor masa del sensor implica un mayor error por conducción térmica.

4.1.3 Normas de aplicación práctica para los termopares

4.1.3.1 Ley de los circuitos homogéneos

La medición de temperaturas mediante termopares, además de las ventajas e inconvenientes expuestos anteriormente, está sujeta a una serie de leyes verificadas experimentalmente, que simplifican en gran manera el análisis de circuitos con termopares.

En un circuito de un único metal homogéneo, no se puede mantener una corriente termoeléctrica mediante la aplicación exclusiva de calor aunque se varíe la sección transversal del conductor.

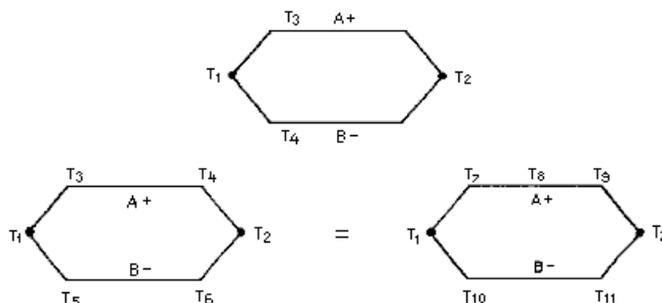


Figura 4.6 Ley de los circuitos homogéneos para termopares.

En la figura 4.6 se presenta el significado de esta ley. En la figura 4.6a las temperaturas T_3 y T_4 no cambian la f.t.e.m. debida a T_1 y T_2 . En particular, si $T_1 = T_2$ y se calientan A o B, no fluye corriente alguna. En otras palabras, las temperaturas intermedias a que pueda estar sometido cada conductor no alteran la f.t.e.m. debida a una determinada diferencia de temperatura entre las uniones (figura 4.6b). Sin embargo, esto no significa que si hay distintas temperaturas a lo largo de un circuito se tengan que emplear necesariamente hilos de extensión largos iguales a los del termopar. Se emplean los denominados cables de compensación, los cuales son de metales que, siendo más económicos que los del termopar, no presentan f.t.e.m. significativas. Son, sin embargo, de 3 a 4 veces más caros que los cables de cobre.

4.1.3.2 Ley de los metales intermedios

La suma algebraica de las f.t.e.m. en n circuito compuesto de un número cualquiera de metales distintos es cero si todo el circuito está a una temperatura uniforme. Esto significa que se puede intercalar un instrumento de medida sin añadir errores, siempre y cuando las nuevas uniones estén a la misma temperatura (figura 4.7).

El instrumento se puede intercalar en un conductor o una unión. En el cuadro 4.4 se dan las fuerzas termoelectromotrices de diversos metales y aleaciones respecto al cobre., que es el elemento de conexión más común en circuitos electrónicos. El elevado valor correspondiente al óxido de cobre indica claramente la necesidad de mantener los contactos limpios.

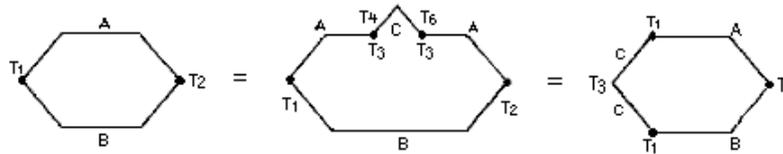


Figura 4.7 Ley de los metales intermedios en circuitos de termopares.

Cuadro 4.4 Fuerzas termoelectromotrices respecto al cobre

	Cu-Cu	Cu-Ag	Cu-Au	Cu-Cd/Sn	Cu-Pb/Sn	Cu-Si	Cu-Kovar	Cu-CuO
$\mu\text{V}/^\circ\text{C}$	< 0,2	0,3	0,3	0,3	1 - 3	400	40	1000

Un corolario de esta ley es que si se conoce la relación térmica de dos metales distintos con un tercero, se puede encontrar la relación entre los dos primeros (figura 4.8). Por lo tanto, no hace falta calibrar todos los posibles pares de metales para conocer la temperatura correspondiente a la f.t.e.m. detectada con una par determinado. Basta con conocer su comportamiento con un tercero. Se ha convenido en tomar el platino como referencia.

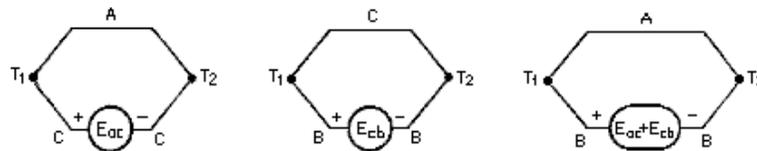


figura 4.8 Corolario de la ley de los metales intermedios en circuitos de termopares

4.1.3.3 Ley de las temperaturas sucesivas o intermedias

Si dos metales homogéneos distintos producen una f.t.e.m. E_1 cuando las uniones están a T_1 y T_2 y una f.t.e.m. E_2 cuando las uniones están a T_2 y T_3 la f.t.e.m. cuando las uniones estén a T_1 y T_2 será $E_1 + E_2$ (figura 4.9). Esto significa, por ejemplo, que la unión de referencia no tiene por qué estar a 0°C sino que puede usarse otra temperatura de referencia.

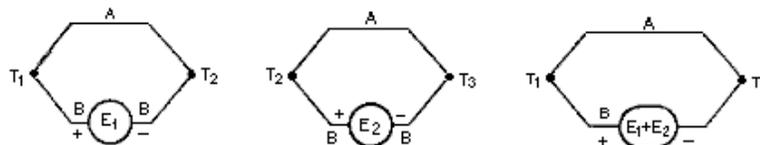


Figura 4.9 Ley de las temperaturas intermedias en circuitos de termopares

Aplicando las leyes anteriores se pueden analizar fácilmente circuitos como los de la figura 4.10. En el caso a se trata de la conexión serie de varios termopares, constituyendo una termopila. Es fácil comprobar que

aumenta la sensibilidad respecto al caso de un solo termopar. En el caso b la conexión es un paralelo, y se detecta la temperatura media si todos los termopares son lineales en el margen de medida y tienen la misma resistencia.

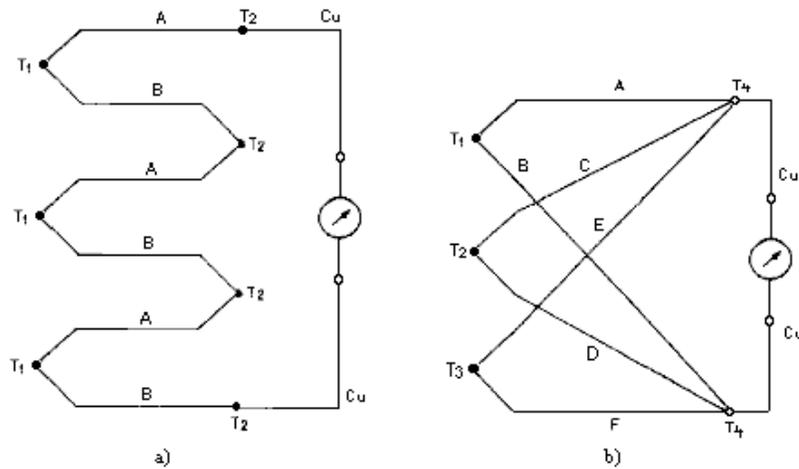


Figura 4.10 Conexión de termopares en serie (a) -termopila- y en paralelo (b).

4.1.4 Compensación de la unión de referencia en circuitos de termopares

Para aplicar el efecto Seebeck a la medida de temperaturas, es necesario mantener una de las uniones a una temperatura de referencia. Una solución consiste en disponer la unión de referencia en hielo fundente, tal como se indica en la figura 4.11. Es una solución de gran exactitud y facilidad de montaje, pero es de difícil mantenimiento y coste alto. Se puede mantener también la unión de referencia a una temperatura constante a base de emplear un refrigerador Peltier o un horno termostático. Pero, en cualquier caso, debe usarse mucho hilo de uno de los dos metales del termopar, y esto encarece la solución.

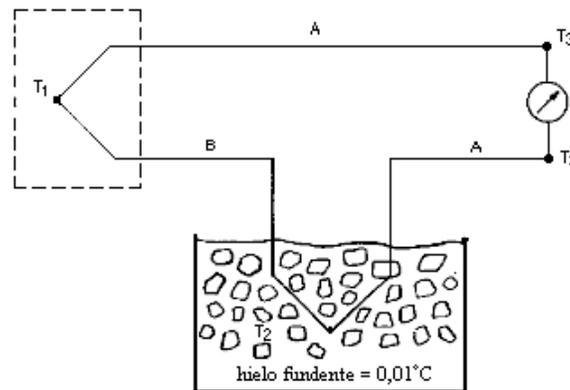


Figura 4.11 Medida de temperatura mediante termopares con una unión a temperatura de referencia constante.

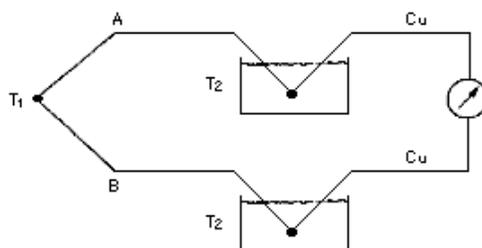


Figura 4.12 Medida de temperatura con dos uniones a temperatura constante, basada en hilos de conexión de metales comunes.

La solución de la figura 4.12 permite emplear un hilo de conexión más económico (cobre), si bien sigue siendo una solución cara por la necesidad de mantener una temperatura de referencia constante. Si el margen de variación de la temperatura ambiente es menor que la resolución deseada, puede dejarse la unión de referencia simplemente al aire. En caso contrario, se emplea la denominada compensación electrónica de la unión de referencia, consiste (figura 4.13) en dejar que la unión de referencia sufra las variaciones de la temperatura ambiente, pero éstas se detectan con otro sensor de temperatura, dispuesto en la vecindad de la unión de referencia, y se suma una tensión igual a la generada en la unión fría. La tensión de alimentación del puente debe ser estable y puede ser, por ejemplo, la de una pila de mercurio o la de un generador electrónico de una tensión de e referencia estable. Hay circuitos integrados que miden la temperatura ambiente y ofrecen una tensión de compensación para distintos termopares. El LT1025 se puede aplicar a termopares E, J, D, R, S y T. Los AD594 y AD595 integran, además de la compensación (para termopares J y K, respectivamente), un amplificador de instrumentación.

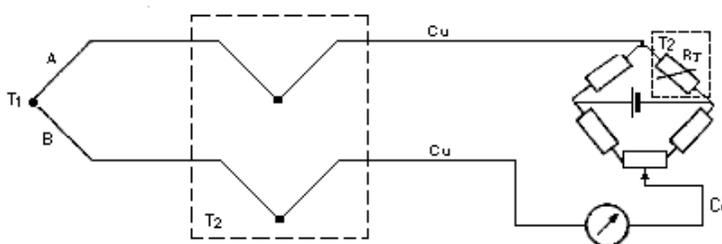


Figura 4.13 Compensación electrónica de la unión de referencia en un circuito de termopares: se miden las variaciones de temperatura ambiente con otro sensor y se suma una tensión igual a la generada en la unión fría.

4.2 SENSORES PIEZOELÉCTRICOS

4.2.1 Efecto piezoeléctrico

El efecto piezoeléctrico consiste en la aparición de una polarización eléctrica en un material al deformarse bajo la acción de un esfuerzo. Es un efecto reversible de modo que al aplicar una diferencia de potencial eléctrico entre dos caras de un material piezoeléctrico, aparece una deformación. Ambos efectos fueron descubiertos por Jacques y Pierre Curie en 1880-81.

La piezoelectricidad no debe confundirse con la ferroelectricidad, que es la propiedad de presentar un momento eléctrico dipolar (espontáneo o inducido). Todos los materiales ferroeléctricos son piezoeléctricos, pero no al revés. Mientras la piezoelectricidad está relacionada con la estructura cristalina (iónica), el ferromagnetismo está relacionado con el espín de los electrones.

La descripción de la interrelación entre las magnitudes eléctricas y las mecánicas en un material piezoeléctrico se hace mediante las denominadas ecuaciones piezoeléctricas. Con la notación de la figura 4.14a, donde se han dispuesto dos placas metálicas de manera que se constituye un condensador, se tiene, para un material

dieléctrico no piezoeléctrico, que al aplicar una fuerza F , según la ley de Hooke, en el margen elástico aparece una deformación

$$S = s T \quad (\epsilon = \sigma / E) \quad (2.1)$$

donde $1/s$ es el módulo de Young y T es el esfuerzo (f/A).

Al aplicar una diferencia de potencial entre las placas, se crea un campo eléctrico E , y se cumple

$$\bar{D} = \epsilon \bar{E} = \epsilon_0 \bar{E} + \bar{P} \quad (2.2)$$

donde \bar{D} es el vector desplazamiento (o densidad de flujo eléctrico), ϵ es la constante dieléctrica, $\epsilon_0 = 8,85$ pF/m es la permitividad del vacío y \bar{P} es el vector polarización.

Para un material piezoeléctrico unidireccional, con campo, esfuerzo, etc., en la misma dirección, de acuerdo con el principio de conservación de la energía, a baja frecuencia (campos cuasiestáticos) se cumple

$$D = dT + \epsilon^T E \quad (2.3)$$

$$S = s^E T + d^E E \quad (2.4)$$

donde ϵ^T es la permitividad a esfuerzo constante y S^E es la compliancia a campo constante. Es decir, respecto a un material no piezoeléctrico, aparece una deformación debida también al campo eléctrico y una carga eléctrica debida al esfuerzo mecánico (las cargas desplazadas en el interior del material inducen en las placas cargas superficiales de polaridad opuesta).

Si el área superficial no cambia por el esfuerzo aplicado (cosa que no sucede en los polímeros)

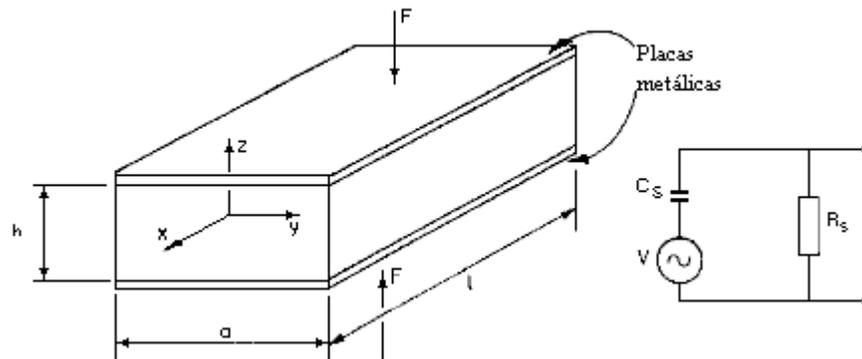


Figura 4.14 a) parámetros empleados para las ecuaciones piezoeléctricas.
b) circuito equivalente cuando se mide la tensión generada.

$d = d^E$; d es el coeficiente piezoeléctrico de carga o constante piezoeléctrica. Sus dimensiones son culombio dividido por newton [CN^{-1}].

Si en la ecuación (2.3) se despeja E se obtiene:

$$E = D / \epsilon^T - T \cdot d / \epsilon^T = D / \epsilon^T - gT \quad (2.5)$$

donde $g = d / \epsilon^T$ es el coeficiente piezoeléctrico de tensión.

Si en la ecuación (2.4) se despeja T , se obtiene:

$$T = -\frac{d}{s^E} E + \frac{1}{s^E} S = c^E S - eE \quad (2.6)$$

donde $e = d / s^E$ es el coeficiente piezoeléctrico de esfuerzo. En la figura 4.14b se presenta el circuito equivalente cuando se mide la tensión generada por el sensor. C_s es la capacitancia equivalente y R_s es la resistencia de fugas.

Otro parámetro empleado en la descripción del efecto piezoeléctrico es el coeficiente de acoplamiento electromecánico, k , que se define como la raíz cuadrada del cociente entre la energía disponible a la salida y la energía almacenada, a frecuencias muy inferiores a la de resonancia mecánica. Es, pues, adimensional. Se demuestra que:

$$k^2 = \frac{d^2}{\epsilon^T s^E} \quad (2.7)$$

En el caso de un sólido cristalino tridimensional puede haber esfuerzos de tracción o compresión según los tres ejes coordenados, que se designan con los subíndices 1, 2, 3 y también esfuerzos de cizalladura, designados con los subíndices 4, 5 y 6 (figura 4.15).

Con esta notación, si no hay efecto piezoeléctrico se tiene:

$$\begin{aligned} [S_i] &= [s_{ij}] \cdot [T_j] & i &= 1,2,3 \\ & & j &= 1, \dots, 6 \end{aligned} \quad (2.8) \text{ y } (2.9)$$

$$[D_i] = [\epsilon_{ij}] \cdot [E_j] \quad i, j = 1,2,3$$

Cuando hay efecto piezoeléctrico, las ecuaciones piezoeléctricas son

$$\begin{aligned} [S_i] &= [s_{ij}] \cdot [T_j] + [d_{ik}] \cdot [E_k] \\ [D_l] &= [\epsilon_{lm}] \cdot [E_m] + [d_{ln}] \cdot [T_n] \end{aligned} \quad (2.10) \text{ y } (2.11)$$

donde $j, n = 1, \dots, 6$, e $y, k, l, m = 1, 2, 3$.

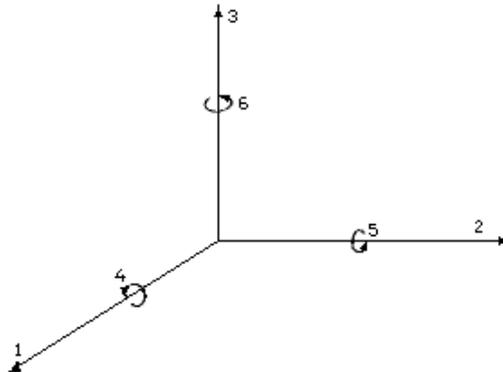


Figura 4.15 Convenio para los índices que indican las direcciones en un material piezoeléctrico.

Los coeficientes d_{ij} son las constantes piezoeléctricas, que relacionan el campo eléctrico en la dirección y con la deformación en la dirección j y, a la vez, la densidad superficial de carga en la superficie normal a la dirección y con los esfuerzos en la dirección j . Se cumple que $d_{ij} = d_{ji}$ y $\epsilon_{lm} = 0$ siempre que $l \neq m$.

Se cumple también:

$$d_{ij} = \epsilon_i g_{ij} \quad (2.12)$$

Para el coeficiente de acoplamiento k se emplea el mismo convenio.

4.2.2 Materiales piezoeléctricos

Las propiedades piezoeléctricas se manifiestan en 20 de las 32 clases cristalográficas, aunque en la práctica se usan sólo unas pocas, y también en materiales amorfos ferroeléctricos. De aquellas 20 clases, sólo 10 tienen propiedades ferroeléctricas.

En cualquier caso, todos los materiales piezoeléctricos son necesariamente anisótropos. en la figura 4.16 se muestra por qué debe ser así. En el caso a hay simetría central, y al aplicar un esfuerzo no aparece polarización eléctrica. En el caso b, en cambio, aparece una polarización paralela al esfuerzo, mientras que en el caso c aparece una polarización en dirección perpendicular al esfuerzo.

Entre los materiales piezoeléctricos naturales, los de uso más frecuente son el cuarzo y la turmalina. De las sustancias sintéticas, las que han encontrado mayor aplicación no son monocristalinas sino cerámicas. En ellas hay muchos monocristales pequeños (del orden de 1 μm), con una gran compacidad. Estas cerámicas

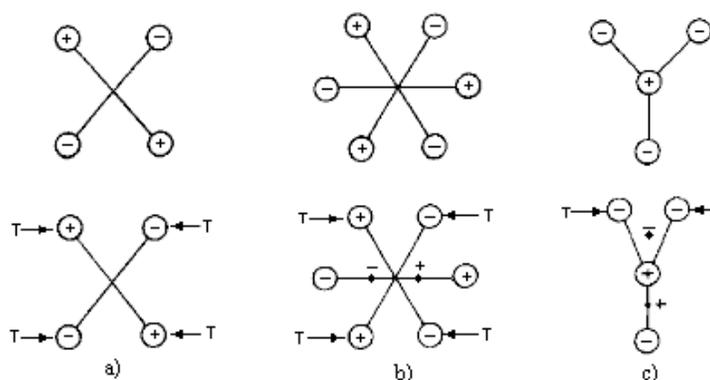


Figura 4.16 Efectos de un esfuerzo mecánico en diferentes moléculas según su simetría.

a) si hay simetría central no se produce polarización.

b) Polarización paralela al esfuerzo.

c) Polarización perpendicular al esfuerzo.

son ferroeléctricas y para orientar los monocristales por igual (polarizarlos) se someten a un campo eléctrico durante su fabricación. La diferencia de potencial aplicada depende del espesor, pero se crean campos del orden de 10 kV/cm, cuando están un poco por encima de la temperatura de Curie (a temperaturas más altas son demasiado conductoras). Luego se enfrían manteniendo aplicado el potencial. Al cesar éste, los monocristales no se pueden desordenar totalmente de nuevo debido a las tensiones mecánicas acumuladas, y queda una polarización remanente.

Las cerámicas piezoeléctricas tienen gran estabilidad térmica y física, pueden fabricarse en muy distintas formas y con un amplio margen de valores en las propiedades de interés (constante dieléctrica, coeficiente piezoeléctricos, temperatura de Curie, etc.). Su principal desventaja es la sensibilidad térmica de sus parámetros y su susceptibilidad a envejecer (pérdida de propiedades piezoeléctricas) si su temperatura se acerca a la de Curie. Las más empleadas son los titanatos -circonatos de plomo (PZT), el titanato de bario y el metaniobato de plomo.

Algunos polímeros que carecen de simetría central también presentan propiedades piezoeléctricas de magnitud suficiente para que tengan interés en diversas aplicaciones, donde, por la forma y tamaños necesarios, sería imposible utilizar otros sólidos. El fluoruro de polivinilideno (PVF_2 o PVDF) es el más conocido. Su coeficiente piezoeléctrico de tensión es unas cuatro veces mayor que el del cuarzo.

Para mejorar las propiedades mecánicas de los sensores piezoeléctricos, en particular su impedancia acústica, se emplean los denominados "composites" piezoeléctricos, que son sistemas heterogéneos de dos o más fases diferentes de las que al menos una es activa piezoeléctricamente. En el cuadro 4.5 se resumen las principales propiedades de algunos materiales piezoeléctricos de uso común.

4.2.3 Aplicaciones

La aplicación del efecto piezoeléctrico a la detección de magnitudes mecánicas basándose en las ecuaciones (2.10) y (2.11) está sujeta a una serie de limitaciones. En primer lugar, la resistencia eléctrica que presentan los materiales piezoeléctricos, si bien es muy grande en algunos casos, nunca es realmente infinita, por lo que al aplicar un esfuerzo constante se generará inicialmente una carga que inevitablemente será drenada al cabo de un cierto tiempo. Por lo tanto, no hay respuesta en continua.

Cuadro 4.5 Algunas propiedades de materiales piezoeléctricos de uso común.

Parámetro unidad	Densidad kg.m^{-3}	T_C $^{\circ}\text{C}$	ϵ_{11}^T	ϵ_{33}^T	d pC/N	Resistividad $\Omega.\text{cm}$
Cuarzo	2649	550	4,52	4,68	d_{11} 2,31 d_{14} 0,73	$\cong 10^{14}$
PZT	7500 - 7900	193 - 490		425-1900	d_{33} 80-593	$\cong 10^{13}$
PVDF (Kynar)	1780			12	d_{31} 23	$\cong 10^{15}$

Un aspecto adicional de la respuesta frecuencial es que presenta un pico de resonancia muy fuerte, pues al aplicarles un esfuerzo mecánico variable la única fuente de amortiguamiento es el propio rozamiento interno en el material. Esto obliga a trabajar siempre a frecuencias muy por debajo de la frecuencia de resonancia mecánica. En la figura 4.17 se presenta la respuesta frecuencia de una gama de acelerómetros piezoeléctricos aplicados a la medida de vibraciones. La respuesta es de segundo orden. subamortiguada, por lo que la sensibilidad es mucho mayor a la frecuencia de resonancia que a frecuencias inferiores. En consecuencia, hay que filtrar la salida del sensor para no saturar el amplificador. La banda con respuesta plana depende de la sensibilidad, pero en ningún caso hay respuestas en continua.

Otra limitación es que los coeficientes piezoeléctricos son sensibles a la temperatura, y, además, por encima de la temperatura de Curie todos los materiales dejan de ser piezoeléctricos. Esta temperatura es característica de cada material, y a veces es inferior incluso a las temperaturas propias de muchos ambientes industriales. Algunos materiales que presentan efecto piezoeléctrico son delicuescentes. por lo que no son apropiados para sensores.

La impedancia de salida que presentan los materiales piezoeléctricos es alta (condensador muy pequeño con alta resistencia de fugas), o lo que para medir la señal generada hay que emplear amplificadores electrométricos o de carga. Algunos sensores incorporan ya el amplificador, pero esto limita el margen de temperaturas de utilización al que sea tolerable por los componentes electrónicos.

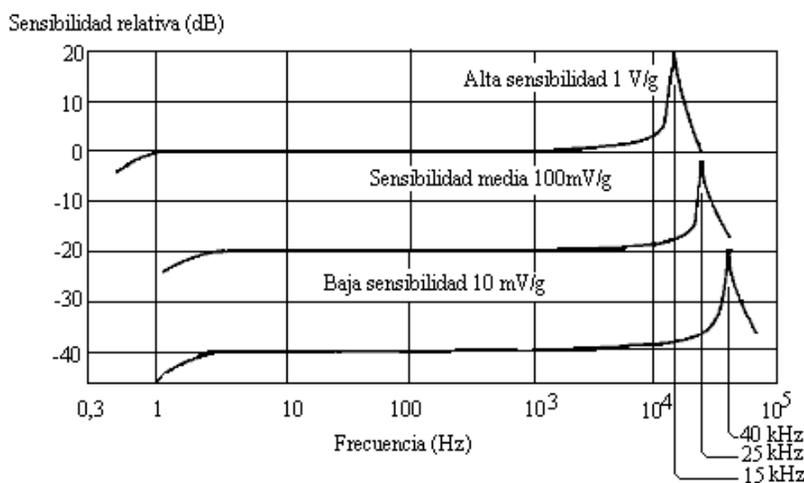


Figura 4.17 Respuesta frecuencial de una gama de acelerómetros piezoeléctricos donde se ve la gran amplitud de la resonancia, la ausencia de respuesta en continua y la dependencia entre la banda pasante y la sensibilidad,

Entre las ventajas de los sensores piezoeléctricos, la primera es su alta sensibilidad, obtenida muchas veces con bajo coste. En segundo lugar cabe señalar su alta rigidez mecánica, pues las deformaciones experimentadas

son inferiores a 1 μm. Esta alta impedancia mecánica es muy conveniente para la medida de variables esfuerzo (fuerza, presión). La alta rigidez confiere un margen de frecuencias de medida elevado. Su pequeño tamaño (puede ser inferior a 1 mm) y la posibilidad de tener dispositivos con sensibilidad unidireccional, son también cualidades de interés en muchas aplicaciones y en particular en la medida de vibraciones.

En la figura 4.18 se presentan varios ejemplos simplificados de utilización del efecto piezoeléctrico a baja frecuencia. En la figura 4.18a, no se aplica fuerza y se aplica una tensión V. En consecuencia, el material se deforma. Dado que T=0, a partir de (2.4) se obtiene

$$S = d E \tag{2.13}$$

Con la notación de la figura 4.14a, pero con la fuerza aplicada en dirección longitudinal (x), se tendrá

$$\frac{\Delta l}{l} = d \frac{V}{h} \tag{2.14}$$

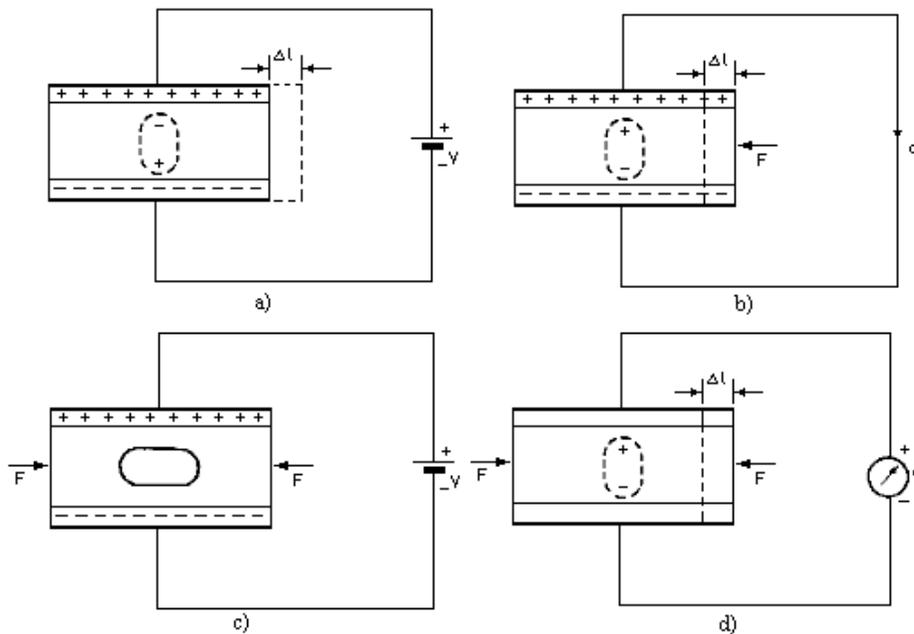


Figura 4.18 Diversos modos de aplicar el efecto piezoeléctrico a baja frecuencia. En cada caso hay una magnitud nula. En el caso a es el esfuerzo (T=0); en el caso b, el campo eléctrico (E=0); en el caso c la deformación (S=0), y en el caso d la densidad de carga (D=0).

A partir de (2.3) se obtiene

$$D = \epsilon^T E \tag{2.15}$$

es decir, aparece una polarización como en un condensador normal. Esta disposición se aplica a la generación de pequeños desplazamientos, por ejemplo para situar pequeños espejos en láseres y para posicionar muestras en microscopios de barrido de efecto túnel.

En la figura 4.18b, se cortocircuitan las placas metálicas y se aplica una fuerza F. El resultado es que aparece una polarización porque migran cargas de una a otra cara. Como E=0, de (2.3) se deduce

$$D = d T \tag{2.16}$$

La carga obtenida será

$$q = Dla = lad \frac{F}{ha} = \frac{dl}{h} F \quad (2.17)$$

Como en cualquier sólido, habrá una compresión dada por

$$S = s^E T \quad (2.18)$$

Esta disposición se aplica a la medida de vibraciones, fuerzas, presiones y deformaciones.

En la figura 4.18c, la deformación es nula porque se aplica una fuerza F justo para compensar el campo E que aparece al aplicar una tensión. Así pues, $S=0$, y de (2.4) se deduce

$$0 = s^E T + d E \quad (2.19)$$

y de aquí:

$$F = -\frac{ad}{s^E} V \quad (2.20)$$

La carga inducida en cada placa se obtiene a partir de (2.3) y será

$$D = \frac{q}{al} = dT + \epsilon^T E = d \frac{F}{ah} + \epsilon^T \frac{V}{h} \quad (2.21) \text{ y } (2.22)$$

$$q = V \frac{al}{h} \left[\epsilon^T - d^2 / s^E \right]$$

El término entre corchetes se designa ϵ^s , y muestra que la constante dieléctrica se reduce debido al efecto piezoeléctrico.

En circuito abierto, figura 4.18d, no puede haber transferencia de carga (aunque siempre hay una cierta fuga a través del voltímetro) y, por lo tanto, aunque se aplique un esfuerzo, $D=0$. De (2.3) se deduce

$$0 = dT + \epsilon^T E$$

$$V = -\frac{dhT}{\epsilon^T} - \frac{dFh}{ah\epsilon^T} = -\frac{dF}{a\epsilon^T} \quad (2.23) \text{ y } (2.24)$$

La deformación producida será

$$S = s^E T + dE = s^E \frac{F}{ah} + d \frac{V}{h} \quad (2.25) \text{ y } (2.26)$$

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{F}{a \cdot h} \left[s^E - \frac{d^2}{\epsilon^T} \right]$$

El término entre corchetes se designa ahora s^D , e indica que debido al efecto piezoeléctrico aumenta la rigidez del material. Esta disposición se aplica en sistemas de ignición de gases.

La aplicación de la disposición de la figura 4.18b a la medida de fuerzas, presiones y movimientos (con un sistema masa-resorte) es simple, y muy similar para las tres magnitudes citadas. En la figura 4.19 se han

representado los tres tipos de sensores de forma esquemática. Esta similitud hace que los sensores respondan de hecho a las tres magnitudes, por lo que se recurre a diseños especiales que minimizan este tipo de interferencias. En la figura 4.20 se da el esquema de un sensor de presión compensado frente a aceleraciones.

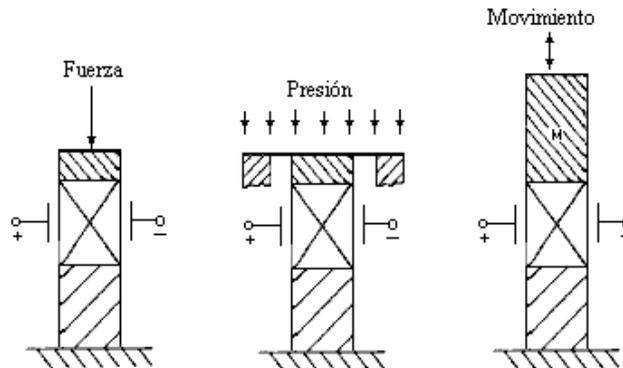


Figura 4.19 Representación esquemática de un sensor de fuerza, un sensor de presión y uno de movimiento, basados en un elemento piezoeléctrico.

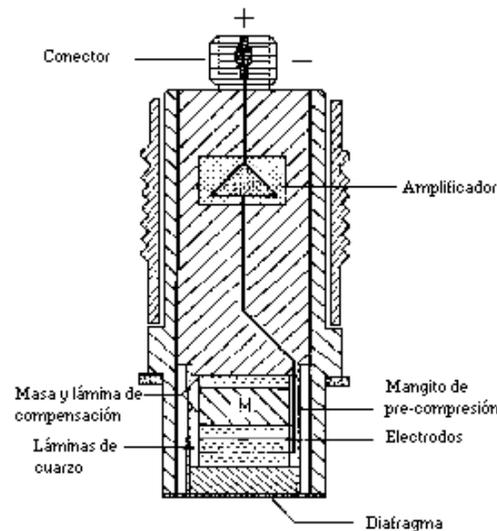


Figura 4.20 Sensor de presión piezoeléctrico con compensación de aceleración.

En el cuadro 4.6 se presentan las características de un sensor de presión y en el cuadro 4.7 las de un acelerómetro, ambos piezoeléctricos. Los sensores basados en polímeros se aplican, entre otras, a la detección de vibraciones en máquinas y de fugas de líquidos (producen vibraciones características), en interruptores para teclados y a la clasificación y recuento de vehículos en carreteras.

Cuadro 4.6 Características del sensor de presión piezoeléctrico, modelo 112A.

Parámetro	Valor	Unidad
Margen	3000	psi (1 psi = 6895 Pa)
Presión máxima	10000	psi
Resolución	0,004	psi
Sensibilidad	1,0	pC/psi
Frecuencia de resonancia	250	kHz
Tiempo de subida	2	μs
Linealidad ajustada al cero	1	%
Polaridad	Negativa	
Resistencia aislamiento	1	TΩ

Capacidad	18	pF
Sensibilidad a la aceleración	0,002	psi/g (1g = 9,8 m/s ²)
Coefficiente de temperatura	0,01	%/°F (1°F ≅ 0,55 °C)
Margen de temperatura	±400 (+204 a -240)	°F °C

Cuadro 4.7 Características del acelerómetro piezoeléctrico, modelo 508 con preamplificador interno.

Prámetro	Valor	Unidad
Sensibilidad	10 ± 0,5	mV / g
Sensibilidad transversal	< 5	%
Respuesta en frecuencia		
Dentro de ± 5%	3 a 15000	Hz
Dentro de ± 3 dB	1 a 35000	Hz
Ruido total equivalente	0,0015	g
Linealidad (hasta 150g)	± 1	%
Margen de temperatura	- 65 a + 250 (- 54 a + 121)	°F °C
Choque	10000	g
Impedancia de salida a 100Hz	1000	Ω
Peso	<12	g

4.3 SENSORES PIROELÉCTRICOS

4.3.1 Efecto piroeléctrico

El efecto piroeléctrico es análogo al piezoeléctrico, pero en lugar de la aparición de cargas eléctricas cuando se deforma un material, aquí se trata de la aparición de cargas superficiales en una dirección determinada cuando el material experimenta un cambio de temperatura. Estas cargas son debidas al cambio de su polarización espontánea al variar la temperatura. Recibió este nombre de D. Brewster en 1824, pero es conocido desde hace más de 2000 años.

Si el cambio de temperatura, ΔT , es uniforme en todo el material, el efecto piroeléctrico se describe mediante el coeficiente piroeléctrico, \bar{p} , que es un vector, de la forma:

$$\Delta \bar{P} = \bar{p} \cdot \Delta T \quad (3.1)$$

donde \bar{P} es la polarización espontánea.

Este efecto se aplica sobre todo a la detección de radiación térmica a temperatura ambiente. Para ello se disponen dos electrodos metálicos en dirección perpendicular a la de polarización, formándose un condensador que actúa como sensor térmico. Cuando el detector absorbe radiación cambia su temperatura y con ella su polarización, produciendo una carga superficial en las placas del condensador.

Si el área donde incide la radiación es A y el grosor del detector, b , es suficientemente pequeño para poder suponer que los gradientes de temperatura en él son despreciables, la carga inducida será

$$\Delta Q = A \Delta P = p A \Delta T \quad (3.2)$$

donde ΔT es el incremento de temperatura experimentado por el detector. La tensión obtenida será

$$V_0 = \frac{\Delta Q}{C} = \Delta Q \frac{b}{\epsilon A} = \frac{pb}{\epsilon} \Delta T \quad (3.3)$$

Cuando la radiación incidente es pulsante y tiene una potencia P_i , la tensión obtenida en el condensador es

$$V_0 = R_v P_i \quad (3.4)$$

donde R_v es la denominada responsividad o sensibilidad en tensión y viene dada por

$$R_v = \frac{\alpha p}{C_E \epsilon A} \frac{\tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2}} V / W \quad (3.5)$$

donde:

α	es la fracción de la potencia incidente que se convierte en calor
p	es el coeficiente piroeléctrico del material
τ	es la constante de tiempo térmica
C_E	es el calor específico volumétrico
ϵ	es la constante dieléctrica
ω	es la pulsación de la radiación incidente

La dependencia frecuencial de R_v es, pues, de tipo paso bajo. Para sensores comerciales decrece a partir de frecuencias del orden de 0,1 Hz.

La corriente de cortocircuito equivalente es

$$i_c = R_i P_i \quad (3.6)$$

donde R_i es la responsividad en corriente, que viene dada por

$$R_i = \frac{\alpha p}{C_E b} \frac{\omega \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2}} A / W \quad (3.7)$$

R_i es plana para radiaciones de frecuencia mayor que la determinada por la constante térmica del material.

Como todos los detectores de radiación, los piroeléctricos son también sensibles al ruido térmico. La potencia equivalente de entrada para la que la respuesta, en un ancho de banda de 1 Hz, es igual a la debida a las fluctuaciones térmicas del detector, se denomina potencia equivalente de ruido. Para un detector ideal de área $A \text{ cm}^2$, a temperatura ambiente es del orden de $5,5 \cdot 10^{-11} \sqrt{AW / \sqrt{\text{Hz}}}$.

4.3.2 Materiales piroeléctricos

Dado que la piroelectricidad, al igual que la piezoelectricidad, se basa en la anisotropía de los cristales, muchos materiales piezoeléctricos son también piroeléctricos. De las 21 clases cristalográficas no centrosimétricas, 10 tienen eje polar de simetría. Todas éstas son ripoeléctricas.

Hay dos grupos de materiales piroeléctricos: los lineales y los ferroeléctricos. En los primeros, la polarización no se puede cambiar a base de invertir el sentido del campo eléctrico. Están en este grupo, entre otros, la turmalina, el sulfato de litio, y los sulfuros de cadmio y selenio. Entre los ferroeléctricos están el tantalato de litio, el niobato de estroncio y bario, el titanato-circonato de plomo y el sulfato de triglicina (TGS). Aparte están los polímeros como el polivinilideno (PVF₂ o PVDF).

Las propiedades piroeléctricas desaparecen también cuando se alcanza la temperatura de Curie. En las cerámicas ferroeléctricas, la polarización se induce durante la fabricación, tal como se ha señalado en el apartado 4.2.2.

De acuerdo con (3.5), el material piroeléctrico ideal debería tener simultáneamente alto coeficiente piroeléctrico, bajo calor específico volumétrico y baja permitividad. En el cuadro 4.8 se presenta el valor de estos parámetros para algunos de los materiales más comunes.

Cuadro 4.8 Algunos parámetros de materiales piroeléctricos comunes.

Material	Coeficiente piroeléctrico nC/cm ² K	Permitividad relativa	Calor específico J/.cm ³ K
Sulfato de triglicina TGS	40	35	2,50
Tantalato de litio Ta O ₃ Li	19	46	3,19
Niobato de estroncio y bario SBN	60	400	2,34
PVDF	3	11	2,40

4.3.3 Radiación: leyes de Planck, Wien y Stefan-Boltzmann

Parte del interés de los sensores piroeléctricos radica en que la temperatura que alcanzan puede ser el resultado de la absorción de la energía emitida por un cuerpo cuya temperatura superficial, u otras características, sean objeto de estudio. Otros sensores como los termopares, termistores, RTD, fotoconductores, etc., se pueden aplicar también a este tipo de medidas.

Todo cuerpo a temperatura distinta de 0 K radia energía electromagnética en cantidad dependiente de su temperatura y de sus propiedades físicas.

A partir de 500°C, la radiación emitida es visible. Por debajo, incluida la temperatura ambiente, predomina la radiación infrarroja, de modo que sólo se percibe energía calorífica.

Para estudiar la emisión de energía radiante por parte de un cuerpo., conviene considerar primero su absorción. De la energía radiante que recibe un cuerpo, parte se refleja, parte se difunde en todas direcciones, parte se absorbe y parte se transmite (atraviesa el cuerpo). Se denomina cuerpo negro a un ente teórico que absorbe toda la energía incidente (elevándose, en consecuencia, su temperatura). Una cavidad cerrada y termostata, con paredes ennegrecidas y que disponga sólo de una pequeña abertura, se comporta aproximadamente como un cuerpo negro.

A cualquier temperatura, todo cuerpo emite radiación y absorbe la procedente de los cuerpos que le rodean. Si no están todos a la misma temperatura, los más calientes se enfrían y los más fríos se calientan, de modo que basta con la radiación para que se establezca el equilibrio térmico (no hace falta ni conducción ni convección). Cuando se alcanza el equilibrio, todos los cuerpos emiten tanta radiación como absorben. Por lo tanto, los cuerpos que más emiten son los que más absorben y, en consecuencia, el cuerpo negro es también el mejor emisor.

La relación entre la energía que emite un cuerpo por unidad de superficie y por unidad de tiempo, y la que emitiría un cuerpo negro en las mismas condiciones, se denomina emisividad, ϵ . Para el cuerpo negro, $\epsilon = 1$. La emisividad varía con la longitud de onda, la temperatura, el estado físico y la constitución química de la superficie.

La energía W_λ emitida por el cuerpo negro por unidad de tiempo, por unidad de superficie y por unidad de longitud de onda, a una longitud de onda λ y una temperatura T determinadas, viene dada por la ley de Planck.

$$W_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5 [\exp(c_2 / \lambda T) - 1]} \text{ W / cm}^2 \mu\text{m}$$

donde:

$$c_1 = 2\pi c^2 h = 3,74 \times 10^4 \text{ W}\mu\text{m}^4 / \text{cm}^2$$

$$c_2 = hc / k = 1,44 \text{ cmK}$$

$h = 0,655 \times 10^{-33} \text{ W s}^2$, es la constante de Planck

$k = 1,372 \times 10^{-22} \text{ W s / K}$, es la constante de Boltzmann

$c \approx 3 \times 10^8 \text{ m / s}$, es la velocidad de la luz

(3.8)

En la figura 4.21 está representada la forma de (3.8) para distintos valores de T (en kelvins).

Para un cuerpo real, donde la emisividad depende de la longitud de onda, se tendrá, en general:

$$W_{\lambda r} = \epsilon_{\lambda, T} W_\lambda$$

(3.9)

El máximo de emisión para el cuerpo negro ocurre a:

$$\lambda_M = \frac{2895}{T} \mu\text{m}$$

(3.10)

que es la expresión de la ley del desplazamiento de Wien (quien la obtuvo antes de que se conociera la ley de Planck). Indica que el máximo se produce a una longitud de onda tanto menor cuanto más elevada sea la

temperatura. El cuerpo humano, por ejemplo, supuesta su superficie a 300 K, tiene el máximo de emisión a $9,6 \mu\text{m}$ (zona del infrarrojo medio). En cambio el sol, a 6000 K, tienen su emisión máxima a 483 nm (azul). El flujo total de energía (potencia) emitida por el cuerpo negro por unidad de superficie se obtiene integrando (3.9) para todas las longitudes de onda. En un semiplano (ángulo sólido 2π), el flujo total emitido es

$$W = \sigma T^4 \quad (3.11)$$

Es proporcional, pues, a la cuarta potencia de la temperatura absoluta. σ es la constante de Stefan-Boltzmann y vale $5,67 \times 10^{-12} \text{ W/cm}^2 \text{ K}^4$.

Al incidir esta radiación en un objeto, parte es absorbida. Si la absorción es elevada, el aumento de temperatura que sufre el objeto puede ser notable, y en ello se basan los detectores de radiación térmicos: bolómetros (RTD, termistores, piroeléctricos) y termopilas. En cambio, en los detectores cuánticos (fotoconductores, fotovoltaicos), los fotones incidentes liberan electrones que provocan un cambio de resistencia o de la tensión de contacto en una unión p-n.

La presencia de vapor de agua, anhídrido carbónico y ozono en el aire, la dispersión producida por partículas de polvo, etc., hacen que la radiación recibida por los detectores difiera de la emitida. Para resolver el problema del desconocimiento de la emisividad real del cuerpo que emite radiación, se emplean pirómetros de dos colores (o dos longitudes de onda). La radiación procedente del cuerpo se divide en dos partes iguales, y cada una de ellas es filtrada con un filtro óptico centrado en una longitud de onda distinta. La radiación que emerge del filtro es llevada a un detector respectivo de banda estrecha centrada en las mismas longitudes de onda del filtro. Si las dos longitudes de onda son suficientemente próximas, la emisividad es la misma en cada caso, y el cociente de la salida de los detectores depende de la temperatura, pero no de la emisividad.

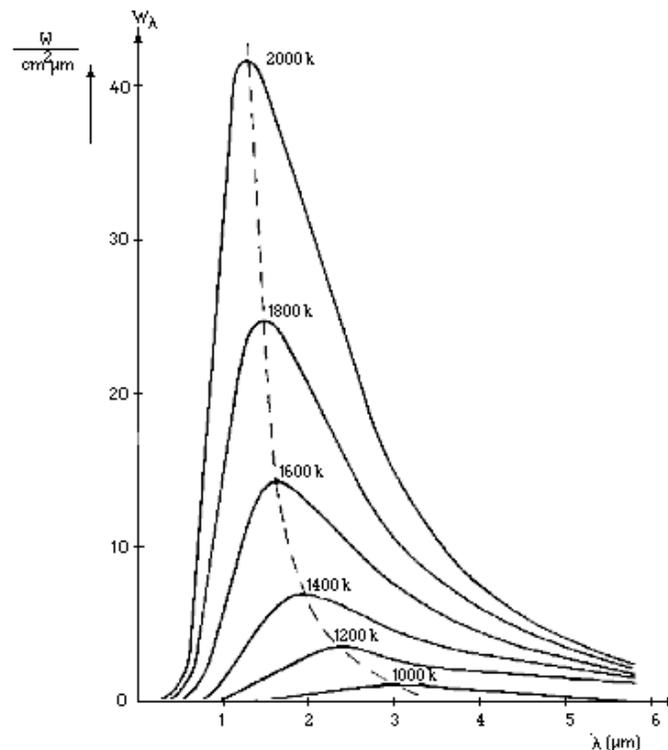


Figura 4.21 Flujo de energía por unidad de área emitido por el cuerpo negro a distintas temperaturas y para distintas longitudes de onda (ley de Planck). La línea a trazos pasa a través de los máximos (ley de Wien).

4.3.4 Aplicaciones

Según lo expuesto, la aplicación más inmediata del efecto piroeléctrico en sensores es la detección de radiación térmica a temperatura ambiente. En consecuencia, se ha aplicado en pirómetros (medida de temperatura a distancia en hornos, vidrio o metal fundido), o simplemente para determinar las pérdidas de calor

en edificios), radiómetros (medida de la potencia generada por una fuente de radiación), analizadores de IR, detectores de CO₂ y otros gases que absorben radiación IR, detección de la radiación IR emitida por el cuerpo humano (para detección de intrusos y de presencia en sistemas de encendido automático de la iluminación o calefacción en viviendas, apertura de puertas, reclamos publicitarios), detección de pulsos láser de alta potencia y en termómetros de alta resolución ($6 \times 10^{-6}^{\circ}\text{C}$).

Para evitar que la carga superficial inducida en los electrodos por el cambio de temperatura del detecto al absorber radiación sea neutralizada por las cargas parásitas, se modula la radiación incidente o bien se da un cierto cabeceo al detector. Por su pequeño tamaño y alta sensibilidad a cambios de temperatura, su respuesta es más rápida que la de otros detectores térmicos (termopares, termistores), pues no es necesario que alcancen el equilibrio térmico con la fuente de radiación. Esto los hace apropiados para obtener imágenes mediante exploración de la superficie a detectar. Otra posibilidad para compensar las cargas debidas a los cambios de temperatura ambiente, es utilizar dos sensores conectados en serie con polaridades opuestas.

El detector puede estar suspendido libremente, soportado por papel Mylar o montado sobre un sustrato que sea conductor o aislante térmico. Dado que los materiales piroeléctricos son todos piezoeléctricos, estos detectores llevan un encapsulado hermético (a veces incluso con vacío interno) que reduce los efectos de los movimientos de aire.

4.4 SENSORES FOTOVOLTAICOS

4.4.1 Efecto fotovoltaico

El efecto fotoeléctrico interno visto para los fotoconductores, cuando se produce en la zona de una unión p-n permite obtener una tensión eléctrica que es función de la intensidad de la radiación incidente. A la generación de un potencial cuando una radiación ioniza una zona donde hay una barrera de potencial se la denomina efecto fotovoltaico.

Al poner en contacto un semiconductor p (dopado con aceptadores) con un semiconductor n (dopado con donadores), debido al movimiento térmico hay electrones que pasan a la zona p y “huecos” que pasan a la zona n, donde se recombinan, respectivamente, con los portadores de carga de signo opuesto.

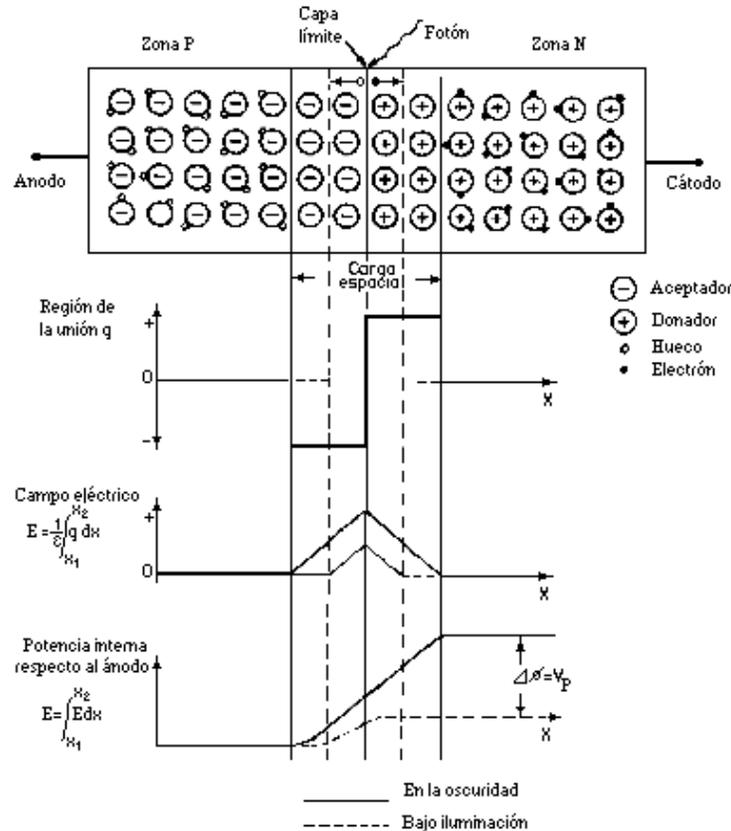


Figura 4.22 Efecto fotoeléctrico en una unión p-n.

Como resultado, en una pequeña zona a ambos lados de la superficie de contactos apenas hay portadores libres, y los iones positivos de la zona n y los negativos de la zona p, fijos en sus posiciones en la estructura cristalina, crean un intenso campo eléctrico que se opone a la difusión de más portadores a través de esta barrera de potencial. De este modo se llega a un equilibrio entre la corriente de difusión y la inducida por este campo eléctrico. Si se dispone una conexión externa con cada semiconductor, no se detecta diferencia de potencial interna en la unión queda compensada exactamente por los potenciales de contacto de las conexiones externas con el semiconductor.

Si la unión p-n, en circuito abierto, se irradia con radiación (visible o no) cuya energía supere la anchura de banda prohibida, aparecen pares electrón-hueco adicionales que se desplazan bajo la acción del campo eléctrico en la zona de la unión (figura 4.22). La llegada de electrones a la zona n y de huecos a la zona p, produce un cambio de potencial de contacto V_p que se puede medir mediante conexiones externas a una resistencia de carga. Esta tensión, en vacío, aumenta al hacerlo la intensidad de la radiación incidente hasta llegar a la saturación (su límite es la anchura de banda prohibida). Si se cortocircuitan los contactos, la corriente es proporcional a la iluminación para un amplio margen de valores de ésta. En la figura 4.23 se muestra el circuito equivalente simplificado.

4.4.2 Materiales y aplicaciones

Aunque existen formas adicionales a la unión p-n para crear una barrera de potencial, ésta es la más frecuente en sensores. Si la unión p-n está constituida por un mismo semiconductor, se habla de homounión. En caso contrario, se trata de una heterounión.

En la elección del material hay que tener en cuenta la longitud de onda de la radiación a detectar, tal como se expuso para las LDR. En la zona visible y del infrarrojo cercano se emplean el silicio y el selenio, el primero en forma de homouniones, mientras que el segundo consta de una capa de selenio -p- sobre óxido de cadmio -n-. Al silicio se añade a veces una zona de silicio intrínseco (no dopado) entre las zonas p y n. Esto aumenta la

anchura de la zona desierta y repercute en un mayor rendimiento a longitudes de onda largas, así como en una mayor rapidez y menor ruido y corriente de oscuridad. para otras longitudes de onda se emplean el germanio, antimoniuro de indio, arseniuro de indio, etc.

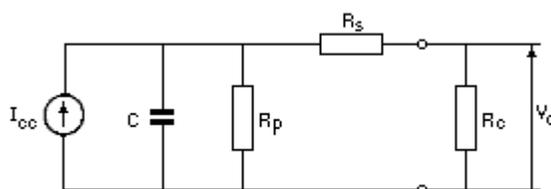


Figura 4.23 Circuito equivalente simplificado para un detector fotovoltaico

Cuadro 4.9 Características de una célula fotoeléctrica de silicio de aplicación general, modelo S639, a 25°C.

Parámetro	Valor
Diámetro	20 mm
Area efectiva	300 mm ²
Longitud de onda con sensibilidad máxima	850 ± 50 nm
Sensibilidad	0,45 A/W
Ruido	10 ⁻¹² W/Hz ^{1/2}
Corriente cortocircuito para 100lx	180µA
Capacidad unión	100nF
Tiempo respuesta (a 655nm)	200µs
Temperatura de funcionamiento	-10 a 60 °C

Los detectores fotovoltaicos ofrecen mejor linealidad que los fotoconductores, son más rápidos y tiene menor ruido, pero en cambio requieren amplificación. Al aumentar la resistencia de carga, se reduce la linealidad y aumenta el tiempo de respuesta. En el cuadro 4.9 se presentan las características de una célula fotoeléctrica de silicio de aplicación general.

Los detectores fotovoltaicos se emplean tanto en aplicaciones donde se mide la luz como en aplicaciones donde la luz se emplea como medio para detectar otra magnitud. Se han aplicado así en instrumentación analítica: fotómetros de llama, espectrofotómetros, calorímetros, etc.; en pirómetros de infrarrojos; en detectores de humo; en detectores de exposición fotográfica; en lectoras de tarjetas, etc. Se comercializan modelos constituidos por un par emisor-detector adaptados, e incluso conectados ya a un relé para control.

4.5 SENSORES ELECTROQUÍMICOS

Los sensores electroquímicos potenciométricos, generan una señal eléctrica (una diferencia potencial) en respuesta al cambio de concentración de una determinada especie química en una muestra. Los sensores amperométricos se basan en la dependencia entre la corriente que circula al aplicar una diferencia de potencial entre dos electrodos y la concentración de la sustancia de interés; no son generadores, por lo que no se tratan aquí.

Los sensores potenciométricos selectivos de ion (ISE, Ión Selective Electrodes), se basan en la aparición de una diferencia de potencial en la interfase entre dos fases con concentraciones distintas, que es el fundamento de las pilas voltaicas. Cuando sólo hay una especie iónica cuya concentración cambia de una a otra fase, o se, a pesar de haber más de una, una membrana selectiva sólo deja pasar un ion específico, la tendencia de dicho ion a difundirse de la zona con más concentración a la de menor concentración viene contrarrestada por la aparición de un potencial eléctrico debido a la carga eléctrica del ion. En el equilibrio entre ambas fuerzas (difusión y potencial eléctrico), la diferencia de potencial viene dada por la ecuación Nernst:

$$E = \frac{RT}{zF} \ln \frac{a_{i,1}}{a_{i,2}} \quad (5.1)$$

donde R es la constante de los gases, T la temperatura en kelvins, z la valencia del ion, F un faraday (94.550C), y a_i la actividad del ion y . Para un líquido, esta última se define como:

$$a_i = C_i \cdot f_i \quad (5.2)$$

donde C_i es la concentración de la especie “ y ”, y f_i es el coeficiente de actividad, que describe el grado en que el comportamiento de la especie “ y ” se aparta del comportamiento ideal, en el que se supone que cada ion es independiente de los demás. Esto deja de ser cierto cuando la concentración es alta, y el factor f_i recoge este hecho, siendo $f_i < 1$. Para concentraciones muy diluidas, $f_i = 1$.

Para aplicar este principio de medida se disponen dos electrodos, tal como se indica en la figura 4.24. Uno de los dos electrodos incorpora la membrana que es, al menos en principio, selectiva sólo para el ion de interés, y tiene en su interior una disolución con una concentración conocida de la especie iónica “ y ”. El otro electrodo es de referencia y a través de su membrana pueden difundir libremente todas las especies presentes en la muestra donde se va a medir. Obviamente hay varias interfases, pero con la disposición descrita sólo una de ellas genera un potencial variable: la de la membrana del ion selectivo.

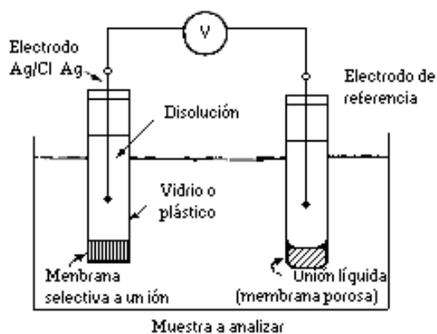


Figura 4.24 Disposición de medida empleando un electrodo de ion específico.

La aplicación de (5.1) lleva a:

$$E = E_0 + \frac{RT}{zF} \ln a_i = E_0 + k \log a_i \quad (5.3)$$

donde a_i es ahora la actividad de la especie deseada en la muestra, y E_0 y k son constantes. A 25 °C esto se supone 59,12m mV por década de variación de cambio de la actividad de un catión monovalente, mientras que a 100°C la sensibilidad es de 74,00 mV por década. Es muy importante, entonces, conocer la temperatura a la que está la célula para poder interpretar correctamente la diferencia de potencial resultante. Un inconveniente de los ISE es su gran tamaño, del orden de 100 a 150 mm de largo y 10 mm de diámetro. Además, son frágiles y el electrolito es volátil.

Cuando lo que interesa no es la actividad iónica sino la concentración, de (5.2) y (5.3) se puede obtener:

$$E = E_0 + k \log f_i + k \log C_i \quad (5.4)$$

y si el coeficiente de actividad se puede suponer constante:

$$E = E_0' + k \log a_i \quad (5.5)$$

Según el material de la membrana se tienen distintos tipos de electrodos selectivos. En los primarios o membrana simple, esta puede ser cristalina o no. A su vez, siendo cristalina puede tratarse de una membrana homogénea o heterogénea. En estas últimas el material cristalino está mezclado con una matriz inerte. Los electrodos de membrana cristalina se aplican para medir concentraciones de F^- , Cl^- , Br^- , I^- , Cu^{2+} , Pb^{2+} y Cd^{2+} entre otros. Entre los electrodos de membrana no cristalina, los más comunes son los de membrana de vidrio, como los empleados para determinar el pH y la actividad de Na^+ . La composición del vidrio se elige de acuerdo con el ión que se desea analizar. Hay sales metálicas que tienen una conductividad eléctrica suficientemente alta como para poder ser montadas directamente sobre un electrodo metálico y actuar como un electrolito. Se habla entonces de electrodos de estado sólido. También hay electrodos cuya membrana es un

polímero, por ejemplo PVC o polietileno, que incorpora un intercambiador de ión o un material neutro que transporta el ión. se mide así K mediante valinomicina introducida en una membrana PVC.

La impedancia de salida de los electrodos para iones específicos es muy alta, del orden de $20\text{ M}\Omega$ a $1\text{ G}\Omega$, por lo que los amplificadores de medida deben ser electrométricos. De no ser así, el paso de corriente a través de la célula provoca un desequilibrio en la reacción química, con la consiguiente variación del potencial.

Los electrodos específicos para iones se emplean para el análisis de concentraciones de sustancias en una gran variedad de aplicaciones, donde muchas veces han sustituido a los fotómetros de llama. Por ejemplo, en agricultura para el análisis de suelos y fertilizantes; en ciencias biomédicas y laboratorios clínicos para análisis de sangre y orina; en la industria química y alimentaria, y en la medida de la contaminación ambiental.