

Efecto Hall en semiconductores

José Manuel Rodríguez Manjón
Alejandro José Florido Tomé

11/12/2022

1. Objetivo

La experiencia tiene por objetivo determinar varios coeficientes relacionados con el efecto Hall para el caso de Germanio tipo n y p. Dichos coeficientes son la propia tensión Hall o la densidad de portadores de las placas utilizadas, por ejemplo. Las variables experimentales serán: corriente eléctrica en el dispositivo, el campo magnético aplicado y la temperatura.

2. Marco Teórico

El efecto Hall es un fenómeno electromagnético con relación a flujos de electrones bajo la acción de un campo magnético perpendicular a la corriente. Así, debido a la perpendicularidad de la fuerza de Lorentz al flujo, puede observarse una diferencia de tensión entre las paredes paralelas a la dirección de movimiento original de los electrones. Esta tensión es denominada tensión Hall, producida por la acumulación de cargas de ambos signos en sendas paredes.

Para campos moderados, la tensión es una función proporcional al producto del campo B, la densidad de corriente J y la anchura a del elemento conductor:

$$V_H = R_H B J a \quad (2.1)$$

Donde el factor proporcional R_H es el coeficiente Hall.

La acumulación de cargas debido a la fuerza Lorentz se detiene en un equilibrio concreto cuando el campo transversal equivale en magnitud a ésta.

Así pues, para una corriente de electrones puntuales a una velocidad definida, encontramos una tensión y coeficiente Hall tales:

$$V_H = \frac{B J a}{n q} \quad (2.2)$$

$$R_H = \frac{1}{n q} \quad (2.3)$$

Las expresiones están en función de la densidad de portadores n , los cuales, para distinguirlos entre huecos y electrones con distinta movilidad en el material, inducen nuevas ecuaciones:

$$R_H = \frac{n_h - n_e b}{e(n_h + n_e b)^2} \quad (2.4)$$

$$b = \mu_e / \mu_h \quad (2.5)$$

$$n_e n_h = C T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \quad (2.6)$$

La dependencia térmica del coeficiente marca una relación concreta de movilidad y concentraciones entre los portadores negativos y positivos (electrones y huecos).

Así, para los materiales tipo p o n dopados pueden definirse varios intervalos térmicos con carácter físico bastante distinto.

En una primera instancia, un aumento de T lleva a un crecimiento de la concentración de portadores, en un primer momento despreciables, en lo que se denomina bloqueo de portadores, fase en la cual no existe ionización de los átomos. La dependencia con T es nula en el régimen extrínseco, en el cual los huecos y electrones se caracterizan únicamente por las impurezas provocadas en los materiales concretos (tipo p o tipo n). Más allá, como se comprobará en los resultados, encontramos un régimen intrínseco de temperatura en la que la concentración de portadores aumenta enormemente con T , en la cual el estado de agitación térmico caracteriza particularmente el estado semiconductor de la muestra.

$$n_p = n_e = C^{1/2} T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (2.7)$$

3. Metodología

Para la evaluación del coeficiente Hall, se realiza una experiencia para Ge tipo p y la misma para el tipo n. Dada unas placas de dimensiones consideradas en el guión de laboratorio, se realizan medidas de la tensión Hall en momentos distintos:

1. Fijado un campo magnético de 200mT, se establece la relación de V_H con I entre -50 y 50 mA con saltos entre 5-10 mA.

2. Ahora, fijada la corriente en 20 mA, variamos el campo inducido en el rango de -250 a 250 mT en saltos de 50 mT.

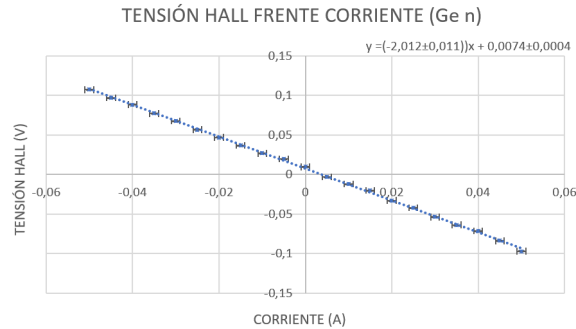


Figura 1: Se representa la tensión Hall frente a la corriente con los datos de la Tabla 1 para el Ge tipo n.

3. Para la dependencia en T, se inducen 250 mT a una corriente de 20 mA. Usando los dispositivos de laboratorio, sendas placas son calentadas en intervalos de 4 grados Celsius hasta una temperatura entre 100-110°C.

El módulo soporta la placa de germanio con todos sus conectores. Para su alimentación, se le aplica una tensión alterna de 12 V a los conectores. La placa con la muestra se conecta en y se sitúa entre los polos de un electroimán junto con la sonda de medida de campo magnético, conectada a un teslámetro.

Para modificar el campo magnético variamos la intensidad de la corriente continua que alimenta las bobinas.).

La tensión Hall se mide conectando un polímetro (mV dc) en las salidas.

De la misma forma, el módulo permite calentar las placas y devuelve una medida de ésta en la unidad (°C)

4. Resultados y Cuestiones

4.1. R.1.

Comencemos exponiendo los datos experimentales de la tensión Hall frente a la corriente, a campo magnético constante de $B = (198 \pm 1) \text{ mT}$ para el Ge tipo n, y a $B = (-250 \pm 1) \text{ mT}$ para el tipo p (véase la Tabla 1).

Con los datos de la Tabla 1, representemos para ambos casos la tensión Hall frente a la corriente (véase las Figuras 1 y 2).

De las Figuras 1 y 2, se ve claramente que hay una dependencia lineal entre la tensión Hall y la corriente, como ya se sabía de la ecuación (2.1). Entonces, es evidente que el coeficiente Hall se relaciona con la pendiente m de la siguiente manera (recordar que la densidad de corriente J es la corriente por unidad de

$V_{Hn} (\pm 0,1)$ mV	$I_n (\pm 1)$ mA	$V_{Hp} (\pm 0,1)$ mV	$I_p (\pm 1)$ mA
107,4	-50	47,0	-50
97,1	-45	37,4	-40
88,5	-40	28,8	-30
77,3	-35	24,0	-25
67,8	-30	19,5	-20
56,8	-25	15,8	-15
47,0	-20	11,4	-10
36,8	-15	7,5	-5
26,8	-10	2,0	0
19,9	-5	-2,7	5
9,9	0	-7,2	10
-3,0	5	-12,0	15
-12,0	10	-16,8	20
-20,0	15	-25,6	30
-32,9	20	-34,3	40
-42,0	25	-43,4	50
-53,6	30		
-63,8	35		
-71,2	40		
-83,6	45		
-96,9	50		

Tabla 1: Tensión hall y corriente para el Ge tipo n, para $B_n = (198 \pm 1)mT$, en las dos primeras columnas, y los mismos datos en las dos últimas columnas para el Ge tipo p, a $B_p = (250 \pm 1)mT$.

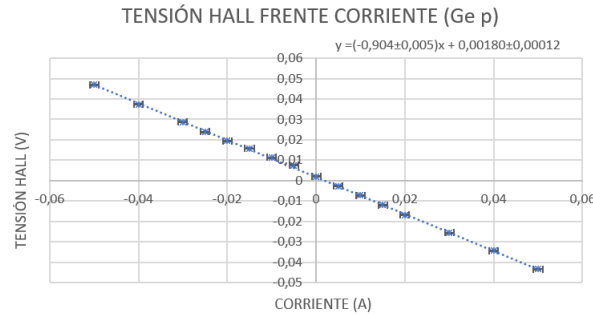


Figura 2: Se representa la tensión Hall frente a la corriente con los datos de la Tabla 1 para el Ge tipo p.

superficie):

$$R_H = \frac{mb}{B} \quad (4.1)$$

Con $b=(0,100 \pm 0,005)$ *cm* el espesor de la muestra de germanio. Sustituyendo, obtenemos un valor del coeficiente Hall para cada tipo de germanio:

$$R_{Hn} = (-0,0102 \pm 0,0007)m^3/C \quad (4.2)$$

$$R_{Hp} = (0,00361 \pm 0,00022)m^3/C \quad (4.3)$$

4.2. C.1.

Debido a que el coeficiente Hall depende de la concentración de cargas de portadores, el signo de esta determina el signo de R_H .

Por tanto, ante la presencia de un semiconductor n, en la que los portadores son electrones negativos, el signo del parámetro ha de serlo también. De forma inversa para los de tipo p.

4.3. R.2.

A continuación, presentamos en la Tabla 2 la tensión Hall frente al campo magnético a una corriente constante de $I = (20 \pm 1)$ *mA*, esta vez solo para el Ge tipo n.

$V_H (\pm 0,1)$ mV	B (± 1) mT
-41,4	250
-32,4	200
-23,2	150
-13,7	100
-4,7	50
2,0	16
6,8	9
14,7	-50
23,9	-100
33,2	-150
42,4	-200
51,4	-250

Tabla 2: Tensión hall y campo magnético para el Ge tipo n, para $I = (20 \pm 1)$ *mA*.

En la Figura 3 se ha representado la tensión Hall frente al campo magnético, con los datos de la Tabla 2. Como se ve, hay de nuevo una dependencia lineal debido a un razonamiento análogo al usado en R.1. Por tanto, en este caso, sabemos que el coeficiente Hall vendrá dado por (recordar la linealidad de la ecuación (2.1.)):

$$R'_H = (-0,0093 \pm 0,0011)m^3/C \quad (4.4)$$

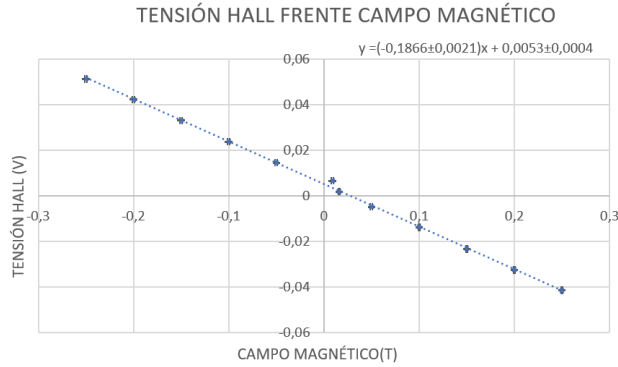


Figura 3: Se representa la tensión Hall frente al campo magnético con los datos de la Tabla 2 para el Ge tipo n.

4.4. C.2.

Como ya se comentó en C.1. para R.1., los signos del coeficiente están obtenidos de forma razonada en ambos casos. La carga de los portadores implica un signo negativo o no de RH, al igual que el sentido de la corriente o el campo considerado.

Por otro lado, para R.2., hemos vuelto a obtener para el Ge tipo n, un coeficiente Hall negativo, asegurándonos que sus portadores son electrones. De hecho, si comparamos los valores obtenidos:

$$R_{Hn} = (-0,0102 \pm 0,0007)m^3/C \quad (4.5)$$

$$R'_H = (-0,0093 \pm 0,0011)m^3/C \quad (4.6)$$

Se observa que ambos son iguales al tener en cuenta el error, con un error relativo del 8,8%, lo que no es muy elevado. Esto nos permite confirmar que se cumple la linealidad dada por la ecuación (2.1.).

Comentar que la práctica se podría mejorar, ya que en todas las Figuras presentadas, ninguna regresión pasa por el punto (0,0), cuando, en teoría, sí debería ser así según la ec. (2.1.).

También podemos calcular las concentraciones de portadores en cada tipo de germanio con ayuda de la ec. (2.3.), ya que el coeficiente Hall es conocido, y la carga del electrón es $q = -1,6 \cdot 10^{-19} C$ (los huecos tienen el mismo valor de la carga, pero positiva).

$$n_n = (6,7 \pm 0,8) \cdot 10^{20} 1/m^3 \quad (4.7)$$

$$n_p = (1,73 \pm 0,11) \cdot 10^{21} 1/m^3 \quad (4.8)$$

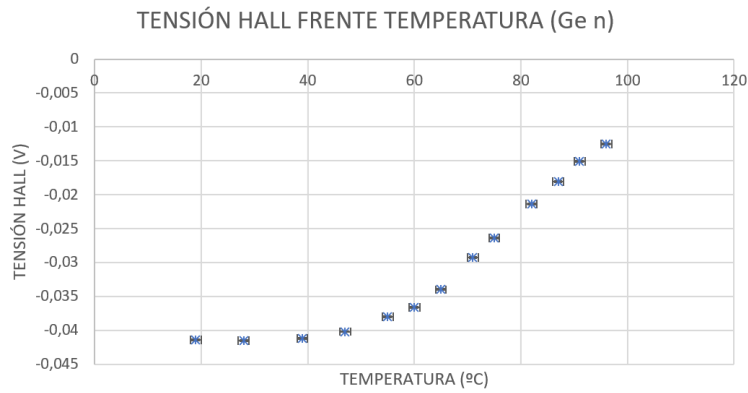


Figura 4: Se representa la tensión Hall frente a la temperatura con los datos de la Tabla 3 para el Ge tipo n.

4.5. R.3.

En último lugar, presentemos los valores de la tensión Hall y la temperatura para el Ge tipo n y p (véase la Tabla 3).

V_{Hn} ($\pm 0,1$) mV	T_n (± 1) °C	V_{Hp} ($\pm 0,1$) mV	T_p (± 1) °C
-41,4	19	-43,1	30
-41,5	28	-42,0	39
-41,2	39	-40,6	49
-40,2	47	-39,0	57
-38,0	55	-36,9	64
-36,6	60	-35,1	71
-34,0	65	-30,3	79
-29,3	71	-25,8	86
-26,4	75	-18,0	93
-21,4	82	-10,4	100
-18,1	87		
-15,1	91		
-12,5	96		

Tabla 3: Tensión hall y temperatura para el Ge tipo n en las dos primeras columnas, y los mismos datos en las dos últimas columnas para el Ge tipo p.

Con los datos de la Tabla 3, podemos representar la tensión Hall frente a la temperatura, para ambos casos (véase las Figuras 4 y 5).

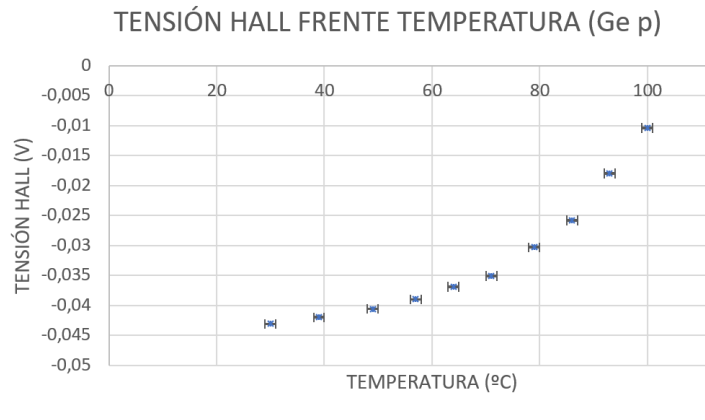


Figura 5: Se representa la tensión Hall frente a la temperatura con los datos de la Tabla 3 para el Ge tipo n.

4.6. C.3.

En ambos casos, la temperatura ambiente mantiene una tensión constante. Por lo tanto, puede afirmarse que el Ge dopado no ofrece comportamiento anómalo en rangos corrientes de temperatura. Alrededor de los 85 grados o 90, se aprecia una subida que caracteriza el régimen intrínseco, en el que es muy sensible la concentración de portadores a variaciones térmicas.

5. Anexo

Aquí presentamos las ecuaciones de los errores utilizadas en la práctica:

$$\Delta R_H = \frac{b}{I} \Delta m + \frac{m}{I} \Delta b + \frac{mb}{I^2} \Delta I \quad (5.1)$$

$$\Delta R_H = \frac{b}{B} \Delta m + \frac{m}{B} \Delta b + \frac{mb}{B^2} \Delta B \quad (5.2)$$

$$\Delta n = \frac{\Delta R_H}{qR_H^2} \quad (5.3)$$