

EVIDENCIA DE LA CONTRIBUCION DE LOS PROCESOS "HORIZONTALES" A LA RESISTENCIA TERMICA DE METALES

O.J.Bressan, A.Ridner y P.de la Cruz

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1976

Centro Atómico Bariloche (CAB)
Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA)

RESUMEN

Hemos medido la resistividad eléctrica ρ y térmica W de dos muestras de indio policristalino de alta pureza entre 1 y 4 K. Los datos de resistividad eléctrica se ajustan solamente por una expresión de la forma $\rho = \rho_0 + \beta T^{5/2}$ (Bressan y otros, 1974) y para el producto de la resistencia térmica por la temperatura se obtiene $WT = (WT)_0 + AT^3 + BT^5$ donde ρ_0 y $(WT)_0$ provienen del scattering electrón-impureza y los coeficientes β , A y B dependen solamente de la pureza de la muestra. De ρ_0 y $(WT)_0$ se obtiene el número de Lorenz dentro del 15% del que corresponde a electrón libre. El mismo valor se obtiene del coeficiente $\beta T^{5/2}$. Esto apoya experimentalmente la hipótesis que el término BT^5 en W proviene del mismo proceso de termalización que el BT^5 , es decir una "difusión" de los electrones sobre la superficie de Fermi (procesos "horizontales").

Hemos medido la resistividad eléctrica y térmica de dos muestras de indio policristalino de alta pureza entre 1 K y 4K (relación de resistividades 73000 y 57000 respectivamente). Una descripción detallada del método experimental de las mediciones eléctricas y del método de impurificación usado ya ha sido publicado. (Bressan y otros, 1970). La diferencia de temperaturas y la diferencia de potencial fueron medidas en los mismos puntos, separados 7 cm. Las muestras tenían una sección cuadrada de 0,063 cm². La resistividad térmica fue determinada aplicando calor en un extremo de la muestra y midiendo el salto de temperatura con dos termómetros de carbón. El otro extremo de la muestra estaba en contacto con un baño de helio 4. El salto de temperatura fue siempre del orden del 5% de la temperatura media de la muestra. La precisión obtenida fue del orden del 2% por punto experimental. El diseño permitía realizar las mediciones eléctricas y térmicas en el transcurso de un mismo experimento. El indio es superconductor debajo de 3,4 K. Para obtener la resistividad a baja temperatura medimos la magnetorresistencialongitudinal en función de un campo magnético H a fin de extrapolar a $H = 0$. Anteriormente habíamos hecho un estudio detallado de la magnetorresistencia eléctrica (Bressan y otros, 1970, 1974). Hemos extendido el mismo procedimiento al caso térmico, hasta campos del orden de 10 koe. Se encontró un comportamiento magnético universal de la forma:

$$\frac{W(T, H) - W(T, H = 0)}{W(T, H = 0).g} = F\left(\frac{H}{W(T, H = 0).T.g}\right) \quad (1)$$

donde $W(T, H)$ es la resistividad térmica a temperatura T y campo H , g es un parámetro arbitrado y F es una función universal independiente de temperatura y pureza. La función F coincide exactamente con la obtenida en el caso eléctrico. La figura 1 muestra esta función universal para nuestras muestras. El procedimiento para obtener $W(T, H = 0)$ debajo de la temperatura crítica es el mismo que usamos para determinar la resistividad eléctrica a campo 0 (Bressan y otros, 1970). Del hecho que F es independiente de la pureza y de la temperatura concluimos que el procedimiento de extrapolación es correcto. No se detectaron efectos magnetomórficos, por lo tanto suponemos que no es necesario tener en cuenta efectos de tamaño (F de la Cruz y otros, 1967). Los resultados para $H = 0$ se muestran en la figura 2. Previamente mostramos (Bressan y otros, 1974) que la única expresión que ajusta los datos de resistividad eléctrica para el indio es de la forma:

$$\rho = \rho_0 + T^5.0 \quad (2)$$

aunque hay importantes desviaciones de la regla de Matthiessen que se traducen en la dependencia del coeficiente β de la pureza. La dependencia de la temperatura expresada por (2) se asocia con scattering electrón-fonón de pequeño ángulo. Estos procesos normales son responsables de un movimiento de difusión de los electrones sobre la superficie de Fermi (procesos horizontales)*. Si para la resistividad eléctrica se obtiene una dependencia en temperatura de la forma T^5 , para la resistividad térmica se espera una dependencia T^3 . Sin embargo, desviaciones de esta dependencia son evidentes (Fig. 2). No hay una explicación directa para estas desviaciones, ya que los procesos verticales deberían ser mucho menos sensibles a la forma de la superficie de Fermi que los procesos horizontales. Una posible interpretación podría ser que un proceso de difusión similar al mencionado en el caso eléctrico también contribuyera a la resistividad térmica, tal como fue sugerido por Klemens (1956). En este caso la resistividad térmica debería ajustarse por una expresión de la forma:

$$WT = (WT)_0 + AT^3 + BT^5 \quad (3)$$

donde $(WT)_0$ es la contribución del scattering electrón-impureza. Si se usa una expresión de la forma (3) se obtiene un buen ajuste, tal como muestra la figura 2. Los valores obtenidos de los coeficientes A y B se indican en la tabla. De los valores ρ_0 y $(WT)_0$ se obtiene el número de Lorenz que coincide con el valor para electrones libres dentro del 15%. Lo que es sorprendente es que el mismo valor se obtiene para el cociente entre los términos β y B de las fórmulas (2) y (3). Esto apoya fuertemente nuestra suposición que ambos términos provienen del mismo proceso de termalización. No obstante, los cálculos teóricos de la resistividad térmica que tienen en cuenta el scattering electrón-fonón en una superficie de Fermi esférica (Wilson, 1937; Ehrlich, 1973) obtienen una expresión de la misma forma que (3) pero con un coeficiente B negativo. La expresión clásica para la resistividad térmica es:

* Esto hace plausible que se encuentren desviaciones de la regla de Matthiessen al considerar superficies de Fermi reales.

$$B = \frac{1}{L_0} 4 \rho_0 J_5 \left(\frac{\theta}{T} \right) - \frac{1}{L_0} \cdot \frac{4 \rho_0}{2 \pi} J_7 \left(\frac{\theta}{T} \right) \quad (4)$$

donde hemos usado la notación de Ziman (1960). A bajas temperaturas el término en J_7 es dominante. Dentro de la misma aproximación usada para obtener (4) se obtiene la expresión para el coeficiente de la resistividad eléctrica:

$$\beta = 4 \rho_0 J_5 \left(\frac{\theta}{T} \right) \quad (5)$$

En muchos metales los resultados experimentales dan un coeficiente β muchas veces mayor que el que se obtiene de la ecuación (5). Klemens (1956) sugirió que el coeficiente β debería incrementarse en aquellos metales en los cuales la superficie de Fermi toca los bordes de zona, como sucede en el In. Esto se debe a que como consecuencia de este contacto la distancia que un electrón debe viajar para alcanzar el equilibrio por el proceso de difusión horizontal se acorta notoriamente. Recientemente Ehrlich y Schriempf (1974) midieron la resistividad térmica de plata y encontraron desviaciones de la dependencia en T^3 . Ellos sugieren que el término en J_5 de la expresión (4) podría incrementarse en el mismo factor que multiplica al coeficiente β de la resistividad eléctrica, sin una modificación importante del término que contiene J_7 . Pero, los valores numéricos que obtienen usando expresiones de la forma (2) y (3) no apoyan esta suposición, y sugieren que esto puede deberse a que la distribución de electrones en el espacio de los momentos, cambia según sean dominantes los procesos verticales o, los horizontales, haciendo una analogía con lo que sucede en el caso eléctrico cuando compiten los procesos de difusión y los procesos elásticos (Ehrlich, 1970). En nuestras muestras de In, por encima de 2 K el proceso dominante de termalización es el vertical pero hemos probado que los coeficientes β y B las expresiones (2) y (3) se incrementan en el mismo factor. Creemos que hay dos importantes razones que explican el diferente comportamiento de estos dos metales. Cuando se tienen en cuenta las superficies de Fermi reales se esperan modificaciones de los términos en J_5 y J_7 de (4) ya que ambos se originan en el mismo proceso de scattering electrón-fonón. Para nuestras muestras, β se incrementa en un factor del orden de 55 con respecto al valor dado por (5), luego, considerando el error experimental, el término negativo de (4) debería multiplicarse por un factor cinco para ser detectado experimentalmente. Pero en Ag el factor multiplicativo de β es del orden de seis, por lo tanto la Ag es más sensible a cambios en el J_7 . Una diferencia aún más esencial entre estos dos metales es que en el In las desviaciones de la regla de Matthiessen no alteran la dependencia con la temperatura de la resistividad eléctrica. Es razonable entonces, independientemente de cuál sea el proceso de termalización, que la contribución de los procesos de difusión a la resistividad térmica sigan una dependencia de T^5 . En Ag la DRM cambia la dependencia con temperatura de las resistividades, consecuentemente el tercer término de la ecuación (3) posiblemente no siga una dependencia T^5 . Es interesante remarcar que aún para muy pequeño cambio en la concentración de impureza (0,23 ppm) aparecen importantes variaciones de los coeficientes de los términos en T^3 y T^5 (Ver la tabla). Las DMR para la resistividad térmica de estas aleaciones diluídas tienen un comportamiento similar a los que se

encontró en la resistividad eléctrica (Bressan y otros, 1974). El origen de este tipo de desviaciones no lo explica ninguna de las teorías actuales.

REFERENCIAS

- Bressan O.J., Ridner A.E., Luengo C.A. y Alascio B. 1970. Solid State Comm. 8, 2129-33
- Bressan O.J., Ridner A.E. y de la Cruz F., 1975, Journal of Phys. F 5, 481-6.
- Ehrlich A.C., 1970, Phys. Rev. B 1, 4537-41
- Ehrlich A.C., 1973 Phys. Rev. B 8, 3610-15
- Ehrlich A.C. y Schriempf J.T., 1974, Solid State Comm. 14, 469-73.
- de la Cruz F., de la Cruz M.E. y Cotignola J.M., 1967 Phys. Rev. 163, 575-78
- Klemens P.G., 1956. Handbuch der Physik 14.
- Wilson A.H., 1937. Proc. Camb. Philos. Soc. 33, 371-80
- Ziman J.M., 1960. Electrons and Phonons (Clarendon, Oxford), England)

T A B L A

M U E S T R A	Relación de Resisti- vidades $\frac{\rho (273K)}{\rho (0 K)}$	Resistividad eléctrica.		Resistividad térmica			Número de Lorenz	
		ρ_0	β	$(WT)_0$	A	B	$\rho_0 / (WT)_0$	β
		$10^{-11} \Omega \text{cm}$	$10^{-11} \Omega \text{cm}$ K^{-5}	10^{-3}cm $K^2 W^{-1}$	10^{-3}cm $K^{-1} W^{-1}$	10^{-3}cm $K^{-2} W^{-1}$	$10^{-8} W \Omega K^{-2}$	$10^{-8} W \Omega K^{-2}$
B	73,000	12.45	0.027	4.56	0.62	0.010	2.7	2.8
C	57,000	15.91	0.030	6.76	0.69	0.013	2.4	2.3

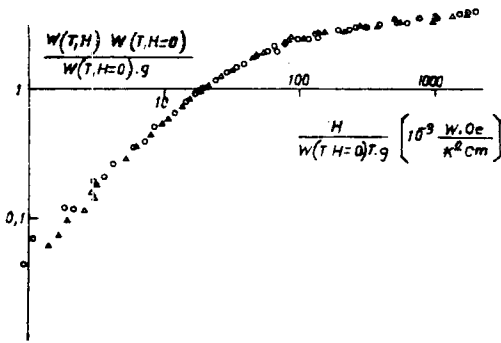


Fig.1

Comportamiento de la magnetorresistencia térmica. La curva es el resultado de mediciones de magnetorresistencia desde 10 Oe hasta 10 KOe para 26 temperaturas diferentes. Para mayor claridad, se han graficado sólo el 20% de los puntos. Δ - Muestra B; O - muestra C (ver tabla)

Resistividad térmica en función de la temperatura. La curva continua corresponde a $WT = (WT)_0 + AT^3 + BT^5$. Los coeficientes están en la tabla. Δ - Muestra B; O - Muestra C.

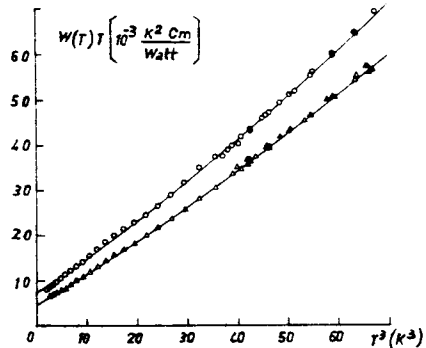


Fig.2