

PROPIEDADES CINÉTICAS DE LOS PORTADORES DE CORRIENTE EN ALEACIONES DE $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0 \leq x \leq 0.12$) DOPADAS CON ESTAÑO

G.A. Ivanov, Instituto Estatal Pedagógico "A.I. Hertsen", Leningrado.
J.A. Capó Sánchez, I.S.P. Frank País García.

RESUMEN

Mediciones de las componentes del efecto Hall, termo-f.e.m. y conductibilidad eléctrica en aleaciones monocristalinas de $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)\text{Sn}$ ($0 \leq x \leq 0.12$) permiten calcular las movilidades de los portadores de carga a partir de los puntos singulares ($R_{231} = 0$). Además se determina teóricamente el coeficiente R_{123} , expresado en función de las movilidades y de otros datos reportados en la literatura.

ABSTRACT

Hall effect experimental measurements, thermo-emf, and electric conductivity in single crystal alloys of $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0 \leq x \leq 0.12$) permit to calculate the mobility of the charge carriers in accordance with the models proposed. The parameters of the charge carriers have been determined from singular points ($R_{123} = 0$) allowing to calculate other components of the Kinetic effects.

INTRODUCCIÓN

Las mediciones de la susceptibilidad magnética en aleaciones monocristalinas de $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ dopadas con Sn en un amplio intervalo de

temperaturas permiten establecer la temperatura a la cual X_1 alcanza el valor mínimo. Esto ocurre cuando el nivel de Fermi se encuentra situado en el punto medio de la separación entre los extremos L de zonas correspondiente a huecos y electrones /1/.

A partir de los valores de la masa efectiva para los grupos de portadores T y L; y de sus respectivas leyes de dispersión /2, 3, 4/ se puede determinar la posición de los extremos de zona en un intervalo de temperatura en el cual la influencia de la zona H puede despreciarse /5/, mientras que utilizando los datos según /6/ para la zona H se puede valorar el comportamiento de los portadores de carga hasta la temperatura de fusión /7/.

El conocimiento de la posición de los extremos de zona, la masa efectiva de los portadores de carga, así como la posición del nivel de Fermi conducen a una simplificación considerable del número de incógnitas en el sistema de ecuaciones, expresadas en función de las componentes del tensor magnetorresistencia generalizado, lo que permite determinar la movilidad de los portadores de carga.

RESULTADOS EXPERIMENTALES

Los materiales utilizados presentan una pureza inicial de 5N para el Bismuto y de 6N para el Antimonio y el Estaño respectivamente. El método empleado en el crecimiento de los monocristales fue el de recristalización zonal /8/. Las muestras fueron cortadas mediante arco eléctrico a un tamaño de $2 \times 2 \times 15 \text{ mm}^3$ siguiendo las principales direcciones cristalográficas. La composición y homogeneidad de los monocristales fue determinada por espectroscopia atómica y micro sonda de rayos-X.

Los datos experimentales fueron tomados de /9,10/ y mediciones complementarias del presente trabajo mostradas en los gráficos de las Figuras 1-4. De los resultados experimentales, se puede determinar el punto de transición del coeficiente Hall (R_{231}) por el valor nulo, así como los valores de la termo-f.e.m. y conductibilidad eléctrica para este punto.

Estos puntos singulares permiten de una forma más simple determinar la movilidad de los portadores de carga, y conociendo la masa efectiva de estos calcular el tiempo de relajación. Este parámetro en las aleaciones de Bi-Sb dopadas con Sn desempeña un rol fundamental debido a la significativa dispersión entre las zonas, posibilitando inferir en la probabilidad de transición entre zonas: $L_1 - L_2$, $L - T$, $L - H$, $T - H$, etc.

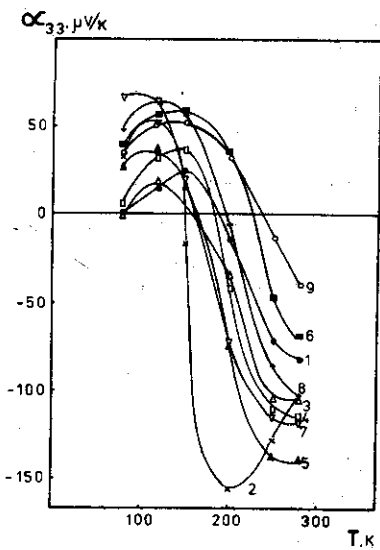


Figura 1. Dependencia térmica de la termo-f.e.m. diferencial α_{33} en monocristales de $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)\text{Sn}$.

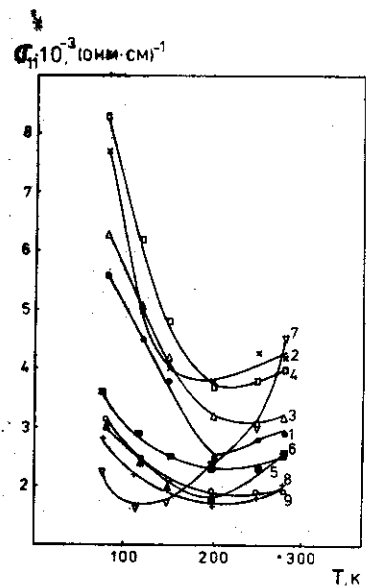


Figura 2. Dependencia térmica de la conductibilidad eléctrica σ_{11} en monocristales de $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)\text{Sn}$.

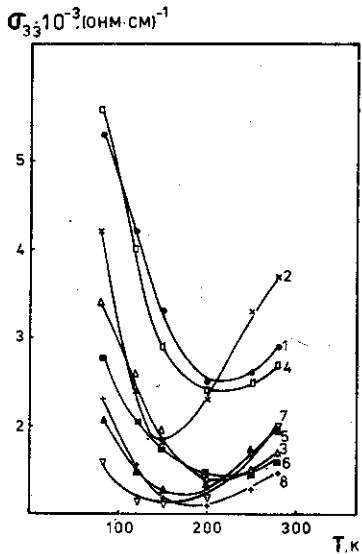


Figura 3. Dependencia térmica de la conductibilidad eléctrica σ_{33} en monocristales de $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)\text{Sn}$.

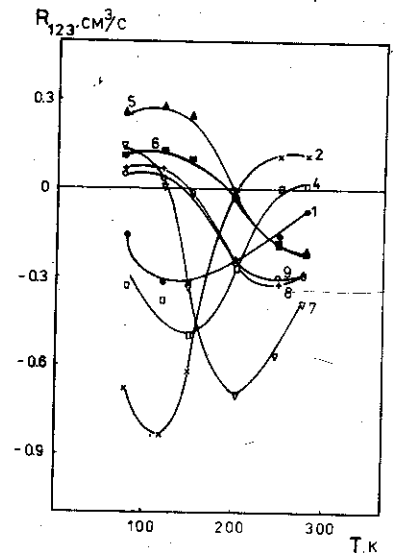


Figura 4. Comportamiento de la componente de Hall R_{123} con la temperatura en monocristales de $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)\text{Sn}$.

CÁLCULO DE LA MOVILIDAD

Suponiendo que una pequeña cantidad de estaño no influye significativamente en la posición de los extremos de zonas en las aleaciones de Bi - Sb, entonces la posición del nivel de Fermi puede calcularse a partir del número de estas impurezas /7/. Además las concentraciones parciales, así como la termo-f.e.m. de cada grupo se considera que no se desvían notablemente de sus respectivos valores.

Para calcular la movilidad se utilizan las fórmulas del trabajo /11/. Las mismas están basadas en la suposición de la aditividad de las contribuciones de cada grupo portador de carga presente, siendo:

$$R_{231} \sigma_{11} \sigma_{33} = ep^T U_1^T U_3^T + ep^L (U_3^+)^2 - en (U_3^-)^2 \quad (1)$$

$$R_{123} \sigma_{11}^2 = ep^T (U_1^T)^2 + ep^L U_1^+ (U_2^+ \cos^2 \theta + U_3^+ \sin^2 \theta) - \\ - en U_1^- (U_2^- \cos^2 \theta + U_3^- \sin^2 \theta) \quad (2)$$

$$\sigma_{11} = ep^T U_1^T + 0.5 ep^L (U_1^+ + U_2^+ \cos^2 \theta + U_3^+ \sin^2 \theta) + \\ + 0.5 en (U_1^- + U_2^- \cos^2 \theta + U_3^- \sin^2 \theta) \quad (3)$$

$$\sigma_{33} = ep^T U_3^T + ep^L U_3^+ + en U_3^- \quad (4)$$

En las fórmulas (2) y (3) se consideró la inclinación de los elipsoides, mientras que en la (1) y (4) la desviación puede eliminarse de acuerdo con /12/.

Estas ecuaciones pueden completarse con las relaciones entre las movi-
lidades /13/, dadas por;

$$U_1 : U_2 : U_3 = \alpha : \beta : 1 \quad (5)$$

válidas para los grupos L, considerando la ley de dispersión de acuerdo al modelo de Lax.

En dependencia de la posición del potencial químico, para las aleaciones en las cuales $R_{231} = 0$, se determinan las concentraciones de los portadores p^T , p^L , n a partir de la condición de electroneutralidad.

$$P_{Sn} = P_T + P_L - n \quad (6)$$

De acuerdo con la relación (5), las ecuaciones (1), (3) y (4) pueden escribirse:

$$0 = ep^T U_1^T U_3^T + ep^L (U_3^+)^2 - en (U_3^-)^2 \quad (7)$$

$$\sigma_{11} = ep^T U_1^T + A ep^L U_3^+ + A en U_3^- \quad (8)$$

$$\sigma_{33} = ep^T U_3^T + ep^L U_3^+ + en U_3^- \quad (9)$$

$$\alpha_{33} \sigma_{33} = \alpha^T ep^T U_3^T + \alpha^+ ep^L U_3^+ - \alpha^- en U_3^- \quad (10)$$

donde

$$A = 0.5 (\alpha + \beta \cos^2 \theta + \sin^2 \theta) = 0.89$$

Resolviendo el sistema de ecuaciones (7) - (10) para las movi-
lidades, en la suposición de que a la temperatura en la cual $R_{231} = 0$, la influen-
cia del grupo H puede despreciarse, entonces se obtiene:

$$U_1^T = [(\sigma_{11} - A\sigma_{33}) + A ep^T U_3^T] / ep \quad (11)$$

$$U_3^- = [\sigma_{33}(\alpha^+ - \alpha_{33}) - ep^T(\alpha^+ - \alpha^T) U_3^T] / en(\alpha^+ + \alpha^-) \quad (12)$$

$$U_3^+ = [\sigma_{33}(\alpha^- + \alpha_{33}) - ep^T(\alpha^- + \alpha^T) U_3^T] / ep(\alpha^+ + \alpha^-) \quad (13)$$

Sustituyendo (11), (12) y (13) en (7), se determina U_3^T , lo que permite determinar las restantes movilidades.

Los resultados de los cálculos son mostrados en la Tabla 1. La temperatura (T) señalada corresponde a la temperatura de transición R_{231} por el valor nulo. μ_T^* representa el valor del potencial químico generalizado calculado para los huecos T a esta temperatura. La numeración de las muestras de acuerdo con su composición están en correspondencia con los números de los gráficos experimentales de las Figuras 1 - 4.

Tabla 1

No.	(Bi _{1-x} Sb _x)Sn _y (% ato.)	T (K)	μ_T^* -	u_3^T ($\frac{cm^2}{V.s}$)	u_3^L ($\frac{cm^2}{V.s}$)	u_3^L ($\frac{cm^2}{V.s}$)	$R_{123}^{teo.}$ ($\frac{cm^3}{C}$)	$R_{123}^{exp.}$ ($\frac{cm^3}{C}$)
1	x=4; y=0.05	194	3.0	24	280	3 000	-0.7	-0.3
2	x=4; y=0.1	170	5.7	24	1800	-1 600	-0.1	-0.2
3	x=4; y=0.2	190	7.5	6.3	230	140	-0.1	-0.1
4	x=4; y=0.3	181	10.9	- 3.6	1.5	180	0.03	0.1
5	x=9; y=0.09	163	4.9	4.5	190	1.1	0.5	0.2
6	x=9; y=0.27	168	10.0	2.3	-1.8	1 100	0.17	0.02
7	x=12; y=0.11	128	7.7	5.3	74	-33	0.1	0.1
8	x=12; y=0.23	138	11.5	-5.0	-2100	65	0.05	0.05
9	x=12; y=0.30	143	12.9	10	-2400	-14	0.08	0.04

En la Tabla 1 se observa que para algunas aleaciones se obtienen valores negativos de las movilidades, constituyendo un resultado erróneo, debido a la suposición de la aditividad de los grupos de los portadores de carga sin considerar las transiciones entre zonas. La teoría de transiciones entre zonas aún no ha sido elaborada lo suficiente que permita calcular de forma cuantitativa estos efectos.

A partir de los valores calculados de las movilidades y de las mediciones de σ_{11} , se calcula la componente de Hall R_{123} por medio de la ecuación (2), encontrándose una satisfactoria correspondencia entre los valores experimentales (R_{123}^{exp}) y teóricos (R_{123}^{teo}), corroborándose la validez del modelo de zonas utilizado /7/.

CONCLUSIONES

Conociendo la posición de los extremos de zonas y la densidad de masa efectiva para una posición del nivel de Fermi, se puede determinar la concentración de los portadores en cada zona. Utilizando las ecuaciones de transporte, basadas en la suposición de una contribución aditiva de los grupos de portadores de carga, se calcula la movilidad de estos. Este cálculo demostró, que para determinados contenidos de estaño se obtuvieron movilidades negativas, interpretándose como la no validez de la aditividad de los grupos de portadores de carga.

A partir de los puntos singulares de las curvas experimentales ($R_{123}=0$) se puede comprobar la posición de los extremos de zonas. Para estas componentes con valor nulo, se determinan los parámetros de los portadores de carga, permitiendo calcular las componentes no nulas de R_{123} .

REFERENCIAS

1. Ivanov, K.G. (1975). Ispolzavanie anizotropii magnitnom bospriimchivosti dlia analiza zonnnoi struktupie splavov Bi - Sb. Autoreferat. Leningrad, 18 p.
2. Ponomarev, Y.G. (1984). Energeticheskii spekt nositelei zariada v uzkocheleviex poluprovognikax i polumetallax. Autoreferat. Moscú, 55 p.
3. Mac Clure, J.W., K.H. Choi (1977). *Energy Band Model and Properties of Electrons in Bismuth*. Sol. State Com., v. 21, No. 1, p. 1015-1019.
4. Lax, B., J.G. Mavroides (1960). *Cyclotron Resonance*. Sol. State Phy., v. 11, p. 261-304.
5. Capó Sánchez, J. (1985). Dvizhenie ekstremumov zon b splavax $Bi_{1-x}Sb_x$ ($0 \leq x \leq 0.12$) b chirokom temperaturnom intervale. Autoreferat. Leningrad, 13 p.
6. Rodionov, N.A., G.A. Ivanov, K.G. Ivanov, N.A. Redko (1981). *Issledovanie valentnoi zone cplavov $Bi_{1-x}Sb_x$ ($0.17 \leq x \leq 0.19$)*. Fiz. Tve. Tela, v. 23, No. 11, p. 3421-3424.
7. Ivanov, G.A., J. Capó Sánchez (1989). Desplazamiento de los Extremos Energéticos en las aleaciones de $Bi_{1-x}Sb_x$ ($0 \leq x \leq 0.12$) en un Amplio Intervalo de Temperaturas. Trabajos Científico-Methodológicos de los I.S.P., v. 9.
8. Capó Sánchez, J., R. Pérez Rosell, M. Campistrous Pérez (1987). *Creçimiento de Monocristales de Bi - Sb por el Método de Recristalización por Zonas*. Rev. Cub. Fís., v. VII, No. 2, p. 63-66.
9. Yakovleva, T.A. (1971). *Isledovanie elektricheski i galvanomagnitnix svoistv splavov bismut-surma s koncentrastiei surme do 22 at. % v intervale temperatur 77-300 K*. Tesis C. Dr., Leningrad, 131 p.
10. Xudiakoval, I. (1970). *Izuchenie valetnoi zone splavov bismut-surma metodom varirovania urovnia ximichescovo potentsiala puteon legirobania splavov olovom*. Tesis C. Dr., Leningrad, 149 p.
11. Zitter, R.N. (1962). *Small-field Galvanomagnetic Tensor of Bismuth at 4,2 K*. Phy. Rev., v. 127, No. 5, p. 1471-1480.

12. Abeles, B., S. Meiboom (1956). *Galvanomagnetic Effects in Bismuth*. Phys. Rev., v. 101, No. 2, p. 544-550.
13. Rodionov, N.A., N.A. Redko, G.A. Ivanov (1979). *Kineticheskie iavlenia v splavax Bi_{0.88}Sb_{0.12} s malin soderyaniem dirok zone L₈*. Fiz. Tve. Tela, v. 21, No. 9, p. 2556-2562.