

01.68.04

CRUR

Esis

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
NO 1	AÑO 1968


Lein. F. de la Cruz

Instituto de Física "Dr. José A. Balseiro"
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica

PARTE I .- Medición de las conductividades térmicas y eléctricas de In puro entre 1 °K y 4 °K en presencia de campos hasta 15 KOe.

PARTE II .- Medición de efectos magnetomórficos térmicos, en láminas de In, entre 1 °K y 4 °K y con campos de hasta 15.000 Oe.

PARTE III.- Estudio y desarrollo de un detector de nivel de alta precisión, para líquidos criogénicos.


Dr. R.F. Platzek

Asesor Científico


Lic. F. de la Cruz

San Carlos de Bariloche (R.N.)

Argentina

1 9 6 8

a mis mejores maestros :

mis padres

J. A. Balseiro

E. M. Frieto

Deseo agradecer a dos amigos, J.M. Cotignola y M.E. de la Cruz, que me brindaron mucho más que colaboración. Sin ellos este trabajo nunca hubiese terminado.

Agradezco al Dr. Flatzeck por haber aceptado la responsabilidad de ser mi asesor científico y por haber utilizado su prestigio personal para facilitarme los medios necesarios para la prosecución de los trabajos.

Hace unos años un hombre vino de donde tenía todas las facilidades a luchar con muchos inconvenientes para mostrar que aquí se podía hacer un laboratorio de bajas temperaturas. Además de conseguirlo me enseñó lo que significa trabajar en investigación. Por lo que me dejó pongo de manifiesto mi reconocimiento al Dr. Wheatley.

Las actividades que dieron origen a esta tesis empezaron años atrás cuando al laboratorio de bajas temperaturas le faltaban quince metros de largo y unos cuantos de ancho. Desde entonces se han levantado paredes y tirado otras, nuevas máquinas dan vida al laboratorio y han dejado de funcionar otras, otros son los compañeros de trabajo y han desfilado un gran número de personas que construyeron algún pedazo de laboratorio contribuyendo a que mi trabajo pudiera realizarse. En ello están incluidos desde el Director hasta los cuidadosos albañiles que con esmero realizaron su trabajo. Va mi reconocimiento a las distintas dependencias del Centro Atómico, sin olvidarme de incluir, especialmente, un grupo de empleados administrativos que con comprensión de nuestro trabajo facilitaron la tarea y al personal técnico que con el Sr. Gebauer y el Sr. Hamann a la cabeza han sabido colaborar eficientemente.

Agradezco al Dr. Mallmann la confianza que nos mostró durante el período en que actuó como Director.

El ingeniero Frentzel con el personal de electrónica supieron suplir, con la mejor buena voluntad, mis desconocimien-

tos de electrónica.

El Dr. Foglio me aclaró y enseñó muchos conceptos cuando empecé a necesitarlos.

El Dr. Alascio siempre ha estado dispuesto a discutir o aclarar ideas y el trabajar, desde no hace mucho, en una mayor cooperación siempre ha significado un balance positivo para mí.

Tutzauer con su interés en el trabajo y esfuerzo de superación fué un ejemplo.

Barragán sumó a su trabajo una gran parte de la alegría y buen humor que hubo en el laboratorio, hecho importante para lograr un ambiente apto para el trabajo.

Scotti ha colaborado reemplazando a Barragán en sus tareas y ha puesto el mayor empeño al hacer los numerosos dibujos que se adjuntan.

Bressan y Luengo, los más nuevos del laboratorio, además de haber colaborado en el trabajo experimental dan sentido a lo realizado siendo los que usando la experiencia anterior deberán mejorar lo existente.

El trabajo experimental fué realizado en colaboración con J. M. Cotignola, M. E. de la Cruz, O. J. Bressan y C. Luengo.

Las mediciones fueron realizadas utilizando las facilidades del laboratorio de bajas temperaturas del Centro Atómico Bariloche, y bajo los auspicios del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, subsidio 2491/61.

I N D I C E

	Página
F A R T E I	1
R E S U M E N	1
I N T R O D U C C I O N	2
1.- Análisis de la teoría de resistencia eléctrica a bajas temperaturas.	2
2.- Análisis de la teoría de resistencia térmica a bajas temperaturas.	3
3.- Número de Lorenz.	10
4.- Magnetorresistencia.	16
5.- Propósito del experimento.	18
E S T U D I O Y D E S C R I P C I O N D E L E X P E R I M E N T O	20
a.- Medición de conductividad térmica.	20
b.- Medición de conductividad eléctrica.	25
c.- Preparación de la muestra.	25
d.- Crióstato.	26
e.- Soporte de la muestra.	28
f.- Elementos específicos para medir <u>con</u> ductividad térmica.	29
g.- Elementos utilizados para medir re- sistencia eléctrica.	31
h.- Método de medición y resultados.	31
D I S C U S I O N D E L O S R E - S U L T A D O S	37

	Página
P A R T E II	41
R E S U M E N	41
I N T R O D U C C I O N	42
D E T A L L E S E X P E R I M E N T A - L E S Y M E T O D O D E M E D I - C I O N	48
R E S U L T A D O S Y D I S C U S I O N	50
P A R T E III	59
R E S U M E N	59
I N T R O D U C C I O N	60
C O N S T R U C C I O N Y O P E R A - C I O N	62
R E S U L T A D O S Y D I S C U S I O N	65
1.- Medición en He líquido.	65
2.- Medición en N ₂ líquido.	67

- Las figuras con las correspondientes indicaciones están en un tomo aparte.- En el mismo tomo se encuentran las tablas.

LISTA DE SIMBOLOS

- $f_k^- (r)$: función de distribución de electrones.
 \bar{J} : densidad de corriente eléctrica.
 e : carga del electrón.
 \bar{v}_k^- : velocidad del electrón en estado k .
 T : temperatura.
 P_{kq}^- : probabilidad de transición
 \bar{k} : vector de onda de los electrones.
 \bar{q} : vector de onda de los fonones.
 \bar{g} : vector de la red recíproca.
 ϕ_k : función variacional.
 ϵ_k : energía del estado k
 Θ : temperatura de Debye.
 μ : potencial químico
 R : radio de la superficie de Fermi.
 D : diámetro de la esfera de Debye.
 L_0 : número de Lorenz teórico.
 W : resistencia térmica
 n_a : número de electrones libres por átomo.
 Q : flujo de calor.
 ΔT : salto de temperatura.
 κ : conductividad térmica.
 ω : frecuencia ciclotrónica.
 H : campo magnético.
 τ : tiempo de relajación.
 $\Delta \rho$: $\rho(H) - \rho(0)$
 ΔW : $W(H) - W(0)$
 m : masa efectiva del electrón.
 $L(H,T)$: número de Lorenz en función de H y T .
 σ : conductividad eléctrica.

- ρ_s : resistividad eléctrica con efecto de tamaño.
- w^s : resistividad térmica con efecto de tamaño.
- ρ_b : resistividad eléctrica de una muestra infinita obtenida a partir de los datos en muestras con efecto de tamaño.
- w_b : resistividad térmica de una muestra infinita obtenida a partir de los datos en muestras con efecto de tamaño.

P A R T E I

R E S U M E N

Se han realizado mediciones de conductividad térmica y eléctrica en In policristalino de alta pureza entre 1°K y 4°K, en presencia de campos magnéticos longitudinales de hasta 15.000 Oe.

El In es superconductor, a partir de 3,4 °K, para obtener los valores a campo magnético cero se desarrolló un método que dió excelentes resultados. Se comprobó la validez de la regla de Kohler térmica y eléctrica.

La dependencia de las resistividades, a campo cero, con temperatura está de acuerdo con lo esperado de las teorías existentes. El valor de Θ_R obtenido a partir de las mediciones eléctricas es menor que el obtenido, para la temperatura de Debye, a partir de calores específicos.

Se analiza el número de Lorenz a campo cero y se encuentra buen acuerdo con la teoría. Se demuestra que hay una incompatibilidad entre las dependencias de temperatura asignadas a las resistividades y el valor que es de esperar para el número de Lorenz a temperatura nula.

Se analiza el número de Lorenz en función del campo magnético. No hay ninguna teoría que explique el comportamiento hallado.

Se hace una comparación con resultados anteriores y se sugieren nuevos experimentos.

I N T R O D U C C I O N

1.- Análisis de la teoría de resistencia eléctrica a bajas temperaturas.

Se analiza aquí las hipótesis fundamentales y los resultados obtenidos por las diferentes aproximaciones teóricas para resolver el problema de transporte eléctrico.

La notación a usarse es, fundamentalmente, la usada por Ziman ¹.

Si se define $f_{\vec{k}}(\vec{r})$ como la función de distribución de electrones, que dice el número de electrones que hay en el estado \vec{k} alrededor del punto \vec{r} , la corriente eléctrica queda expresada por

$$\vec{J} = \int e \vec{v}_{\vec{k}} f_{\vec{k}} d\vec{k} \quad (1)$$

en donde la integración se hace sobre todos los estados posibles.

El problema reside en obtener el valor de $f_{\vec{k}}(\vec{r})$ cuando hay un campo eléctrico aplicado. Para ello hay que resolver la ecuación de Boltzmann correspondiente.

No se va a hacer aquí un detalle del problema matemático pero interesa analizar cuales son las hipótesis fundamentales para hacer, después, una comparación con los resultados experimentales.

La hipótesis primera y más general es suponer que los mecanismos que actúan para dispersar los electrones lo hace en forma independiente. Esto es, aceptar la regla de Mattiessen ¹ para metales puros a bajas temperaturas

$$\rho = \rho_r + \rho_i$$

donde ρ_r es la resistencia residual debida a imperfecciones y ρ_i es la resistencia proveniente de la dispersión por fonones. Experimentalmente ^{2,3,4} se encuentran desviaciones de esta ley

pero aceptarla, en una primera aproximación, no trae serios errores.

Si suponemos un metal ideal, de pureza perfecta y exento de imperfecciones, la resistencia se deberá exclusivamente a la interacción con fonones. Al disminuir la temperatura disminuye el número de fonones y la resistencia deberá tender a cero con la temperatura. Como un material siempre tendrá impurezas e imperfecciones que contribuirán a la resistencia y como la longitud de onda del electrón es muy pequeña se puede pensar que los electrones se comportan como esferas chocando centros de dispersión perfectamente anclados. Esto es, se espera tener choques elásticos y el camino libre medio entre choques estará fijado por la distancia entre centros dispersores. Con este razonamiento se llega a la conclusión que \int_r será independiente de T.

En un metal real es de esperar que la resistencia disminuya con la temperatura hasta que alcanza el valor residual. Esto se verifica experimentalmente.

Para una recopilación de resultados experimentales se puede ver el libro de Meaden ⁴.

Se hará ahora un análisis de las hipótesis que se hacen para obtener la dependencia analítica de la resistividad con la temperatura. Para poder obtener una respuesta hay que resolver la ecuación de Boltzmann para obtener $f_{\vec{k}}(\vec{r})$, en donde en el término de colisiones se tiene en cuenta la interacción electrón-fonón. La ecuación de Boltzmann puede escribirse ¹

$$f_{\vec{k}} \Big]_{\text{coll.}} = \frac{1}{kT} \iiint (\phi_{\vec{k}} + \phi_{\vec{q}} - \phi_{\vec{k}'}) F_{\vec{k}'\vec{q}}^{\vec{k}} d\vec{k}' d\vec{q} + \frac{1}{kT} (\phi_{\vec{k}} - \phi_{\vec{q}} - \phi_{\vec{k}'}) F_{\vec{k}'\vec{q}}^{\vec{k}} d\vec{k}' d\vec{q} \quad (2)$$

donde $\phi_{\vec{k}}$ queda definida por

$$f_{\bar{k}} = f_{\bar{k}}^0 - \phi_{\bar{k}} \frac{\partial f_{\bar{k}}^0}{\partial \mathcal{E}_{\bar{k}}} \quad (3)$$

$\phi_{\bar{k}}$ mide la desviación de equilibrio de la función distribución para electrones en estado \bar{k} . $\phi_{\bar{q}}$ mide la desviación para la distribución de fonones en estado \bar{q} . $F_{\bar{k}\bar{q}}^{\bar{k}'}$ es la probabilidad de transición de un electrón en estado \bar{k} a un estado \bar{k}' a través de la absorción de un fonón de número de onda \bar{q} . La forma (2) con (3) de escribir el término de colisión permite resolver la ecuación de Boltzmann por el método variacional.¹

La primera aproximación hecha por Bloch es la de suponer que la red está en equilibrio, esto es que $\phi_{\bar{q}}$ es igual a cero. Se verá después, que no es fácil justificarlo. Con esta sola aproximación puede escribirse para \int_i

$$\rho_i = \frac{\iiint (\phi_{\bar{k}} - \phi_{\bar{k}'})^2 F_{\bar{k}\bar{q}}^{\bar{k}'} d\bar{k} d\bar{k}' d\bar{q}}{kt \left| \int e^{\bar{v}_{\bar{k}}} \phi_{\bar{k}} \frac{\partial f_{\bar{k}}^0}{\partial \mathcal{E}_{\bar{k}}} d\bar{k} \right|^2} \quad (3')$$

Para poder resolver estas integrales hay que dar algún valor a $F_{\bar{k}\bar{q}}^{\bar{k}'}$, esto es, hay que hacer algún modelo para interacción electrón-fonón. Cualquier modelo de los existentes lleva en $F_{\bar{k}\bar{q}}^{\bar{k}'}$ la conservación de energía e impulso y una probabilidad intrínseca de la transición, que depende específicamente del modelo. La conservación de impulso se refiere a la conservación del quasi-impulso, esto es $\bar{k}' - \bar{k} = \bar{q} + \bar{g}$ donde \bar{g} es un vector de la red recíproca, esta condición permite la existencia de procesos Umklapp, esto es procesos en los que hay una interacción y después una reflexión de Bragg.

Otra suposición de Bloch es que los únicos procesos existentes son los procesos normales, en los cuales $\bar{k}' = \bar{k} + \bar{q}$.

Por otra parte, debido a que la energía de los fonones es mucho menor que la de los electrones, se puede considerar al electrón sufriendo choques sobre una superficie de energía con

tante. Se supone, por último que la superficie de Fermi es esférica y que el modelo que describe las vibraciones de la red es el modelo de Debye. Con estas suposiciones y eligiendo un modelo específico para la interacción, ver para más detalles ¹, se encuentra

$$\rho_i = 4 (T/\Theta)^5 J_5 (\Theta/T) \int_{\Theta}^{\rho}$$

donde J_5 es de la forma

$$\int_0^5 \frac{z^5 dz}{(e^z - 1)(1 - e^{-z})}$$

y Θ es una constante.

Esa ecuación puede resolverse en dos casos límites $T \gg \Theta$ y $T \ll \Theta$, en ellos se obtiene

$$\rho_i \sim (T/\Theta) \int_{\Theta}^{\rho} \quad T \gg \Theta \quad (4)$$

$$\rho_i \sim 497,6 (T/\Theta)^5 \quad T \ll \Theta \quad (5)$$

En esta ecuación Θ tiene dimensión de temperatura y por ahora puede decirse que debiera ser del orden de la temperatura de Debye.

Para dos temperaturas, T_1 y T_2 , tales que se cumplan (4) y (5), respectivamente, deberá obtenerse

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = 497,6 (T_2/\Theta)^4 (T_2/T_1) \quad (6)$$

De (6) se deduce un método para determinar el parámetro Θ experimentalmente. En aquellos metales en que se verifica (4) y (5) se obtiene un valor Θ , denominado Θ_R , que está en un relativo acuerdo con el obtenido a partir de calores específicos, ver ⁴.

Para tener una imagen más clara del problema, que permitirá una mejor discusión de las aproximaciones realizadas usaremos,

para la esfera de Fermi, el modelo de la esfera rígida ⁵.

Se puede suponer que si, a campo nulo, la superficie de Fermi es una esfera al aplicar un campo produce un desplazamiento de la superficie, debido a la aceleración dada a los electrones y frenados por el proceso resistivo que haya.

Es como si el campo eléctrico provocase un exceso de electrones en un lado de la superficie de Fermi, sacándolos del lado opuesto. Los procesos de interacción hacen que el proceso sea estacionario.

Si la interacción es con fonones y a bajas temperaturas la dispersión es a bajos ángulos y usando una de las hipótesis mencionadas anteriormente, podemos suponer que los electrones desaparecen sobre la superficie en un proceso de difusión. Resolver el problema de difusión dará el exceso de electrones en la superficie de Fermi y de ahí se puede calcular la corriente y por lo tanto la resistividad. El equivalente del tiempo de relajación, usado comunmente en la solución de la ecuación de Boltzmann, es fácil interpretar en este modelo. Sea una superficie de Fermi esférica y un campo eléctrico, E , aplicado. Llamamos plano ecuatorial al plano perpendicular a la dirección del campo. A consecuencia del campo eléctrico tendremos un exceso de electrones en un lado de la superficie y un defecto en el opuesto. Este efecto será máximo en los polos. Si se supone estar a bajas temperaturas los electrones sufrirán choques haciendo un movimiento, tipo Browniano, sobre la superficie de Fermi hasta que lleguen al ecuador en donde, por simetría, dejan de contribuir al proceso de transporte. El tiempo de relajación está determinado por el tiempo que tarda un electrón en desaparecer, para el proceso de transporte, desde su aparición por acción del campo eléctrico. Prácticamente toda la superficie de Fermi, excepto una zona cercana al ecuador, es fuente de electrones y el ecuador es sumidero. Es evidente que lo

que estamos considerando son, solamente, procesos normales. Si el modelo de la esfera rígida describe bien el fenómeno, es correcto suponer que existe un tiempo de relajación para el transporte eléctrico y que ese tiempo de relajación no dependerá, fuertemente, de la posición en la superficie de Fermi, debido a que el electrón recorre una gran parte de la superficie hasta su desaparición.

Klemens⁶ muestra que la solución del problema de difusión, para un campo eléctrico aplicado y considerando procesos normales coincide con el valor obtenido por Bloch, expresado en fórmula (5). Este modelo será de utilidad al analizar los procesos Umklapp y el efecto de un campo magnético en la conductividad eléctrica.

Para poder comparar con los valores experimentales habrá que hacerlo con metales monovalentes con superficie de Fermi esférica. Los resultados experimentales para el Na⁷ muestran un buen acuerdo con la teoría. Los resultados para otros alcalinos⁷ y metales monovalentes como Cu, Ag y Au muestran buen acuerdo con la dependencia en $T^{7,2}$ pero no en valor absoluto y es imposible encontrar un acuerdo razonable en todo el rango.

Es de hacer notar que, en general, se hace la comparación con la dependencia en T y luego se fija Θ para que ajuste con la teoría. En el único caso en que Θ es constante para todo el rango es en Na.

Se ha visto que las simplificaciones hechas permiten, en el mejor de los casos, una comparación con los metales monovalentes. Es, a priori, muy sorprendente el acuerdo en la dependencia en T , a bajas temperaturas, en metales polivalentes, In^{9,10}, Sn^{11, 12, 13}.

Se dejará para cuando se discuta el comportamiento del número de Lorenz una revisión de alguno de los adelantos hechos por la teoría, para explicar algunos resultados experimentales.

2.- Análisis de la teoría de resistencia térmica a bajas temperaturas.

La conductividad térmica en un metal proviene de dos tipos de portadores, los electrones y los fonones. Como va a tratarse el caso de metales muy puros se despreciará la contribución de los fonones en el proceso.

Se tratará, primero, la resistencia térmica proveniente de la dispersión de electrones por fonones.

La discusión será similar a la de resistencia eléctrica y hasta que se indique lo contrario las hipótesis son idénticas.

Antes de entrar a discutir el proceso matemático para resolver la ecuación de transporte, se hará una discusión cualitativa de lo que se puede esperar y una comparación con el caso eléctrico.

Para medir conductividad térmica es necesario provocar un gradiente de temperatura. Un gradiente de temperatura no desplazará rígidamente la superficie de Fermi, tal como se suponía en la conductividad eléctrica. Estando a una temperatura finita, existe un ancho, del orden de kT , alrededor de la superficie de Fermi con una probabilidad finita de estar ocupado por electrones. Si se aplica un gradiente, en la zona caliente kT será mayor y habrá más electrones fuera de la superficie de Fermi; en la zona fría kT será menor y habrá más electrones adentro. Un gráfico de lo aquí indicado se observa en fig. 1. Es fácil entender la diferencia de efectividad en ambos casos para choques con fonones de poca energía. La resistencia térmica será mayor que la correspondiente eléctrica.

Con argumentos similares a los usados en la resistividad eléctrica se puede escribir para la térmica¹

$$W_i = \frac{\frac{1}{k} \iiint (\phi_k - \phi_{k'})^2 \frac{F_{qk}^{\bar{k}'}}{F_{qk}^{\bar{k}}} d\bar{q} d\bar{k} d\bar{k}'}{\left| \int \bar{v}_k (\bar{\epsilon}_k - \mu) \phi_k \frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon_k} dk \right|^2}$$

donde μ es el potencial químico.

La evaluación de W_i con aproximaciones similares a las usadas por Bloch para la eléctrica dan el resultado de Wilson

$$W_i = \frac{1}{L_0 T} \approx \int_0^\infty (T/\Theta)^5 \left\{ J_5(\Theta/T) - \frac{1}{2\pi^2} J_7(\Theta/T) + \right. \\ \left. + \frac{3}{\pi^2} (R/D)^2 (T/\Theta)^3 J_5(\Theta/T) \right.$$

L_0 es una constante que vale $2,44 \times 10^{-8} \frac{\Omega \text{ Watt}}{\text{°K}^2}$

Como caso límite de esa fórmula se obtiene

$$W_i = \frac{12}{\pi^2} J_5(\infty) (R/D)^2 \frac{\int_0^\infty T^2}{L_0 \Theta^3} \quad T \rightarrow 0 \quad (7)$$

$$W_i = W_\infty \quad T \rightarrow \infty$$

Debido a que las muestras no son ideales siempre existirá una contribución a la resistencia por el choque con impurezas, esta contribución es proporcional a T^{-1} .

La conductividad a bajas temperaturas, si se acepta la regla de Matthiessen, será de la forma

$$W = \frac{\alpha}{T} + \beta T^2 \quad (8)$$

El proceso térmico es más difícil de estudiar que el eléctrico, porque el problema presenta un delicado balance en el sistema de electrones.

Un choque con una impureza, donde se conserva la energía, se

ra de consecuencias muy parecidas para el proceso eléctrico y térmico, tal como muestra la fig (1) al indicar procesos horizontales.

Usando el mismo modelo que el discutido en el caso eléctrico se ve aquí que es muy difícil pensar que sea posible explicar el proceso térmico como un proceso de difusión sobre la superficie de Fermi. Cada punto puede ser un sumidero de electrones para dispersión a pequeños ángulos. Esto no permite pensar en un tiempo de relajación medio, como se pensó en el caso eléctrico. Se hace notar aquí que tanto en el caso térmico como eléctrico, una impureza actúa como un sumidero a través de un proceso horizontal.

Al igual que con la resistencia eléctrica, el acuerdo entre teoría y experimento es bueno con respecto a la dependencia en T.

El acuerdo va más allá de los metales monovalentes, esto es, de lo que se puede esperar de la teoría, con las hipótesis aceptadas.

Una revisión de los resultados experimentales y la teoría puede verse en la revisión hecha por Olsen y Rosemberg¹⁴ y Klemens¹⁵.

3.- Número de Lorenz.

El número de Lorenz está expresado por

$$L = \frac{\rho}{WT}$$

De lo visto anteriormente se deduce que este número será función de temperatura. Sin embargo al tender T a cero se ve que L tiende a un valor constante, L_0 . Esto ocurre cuando la dispersión es por impurezas, o sea, cuando el proceso es elástico.

Cuando los choques son con impurezas se vió que los procesos que establecen equilibrio son horizontales y causan el mismo efecto en la conductividad térmica y eléctrica. En estos casos el camino libre medio será el mismo para el proceso térmico y eléctrico y de ahí que L_0 sea una constante. Se demuestra en forma general ¹⁶ que si el proceso es elástico el número de Lorenz es una constante dada por

$$L_0 = 2,44 \times 10^{-8} \frac{\Omega \text{ watt}}{^\circ \text{K}^2}$$

Este número ha sido obtenido experimentalmente para un gran número de metales, en la zona en donde predomina la difusión por impurezas.

La dependencia del número de Lorenz con la temperatura será tal que disminuye al empezar a contribuir la dispersión por fonones, debido a la mayor eficiencia que poseen en el proceso térmico, pasará por un mínimo y luego crece. La forma general ha sido verificada, ver por ej. ^{17, 18, 19}.

Se ha visto que en la forma general el acuerdo es razonablemente bueno, aún para metales polivalentes, donde cualquier acuerdo podría pensarse ser fortuito. Sin embargo un análisis cuantitativo muestra serias discrepancias entre la teoría y los resultados experimentales, aún para los monovalentes.

Es conveniente analizar en primer término los resultados en monovalentes para poder ver qué propiedades pueden ser generales para polivalentes.

De lo dicho anteriormente, para más detalles ver ¹ y ¹⁵, puede decirse que existen relaciones entre los valores de W y \int para $T \rightarrow 0$ y $T \rightarrow \infty$. Considerando solamente la parte de la interacción por fonones se obtiene

$$\frac{\rho(T_2)}{\rho(T_1)} = \frac{497.6}{T_1} \frac{T_2^5}{\Theta^4} \quad (9)$$

$$\frac{W(T_2)}{W(T_1)} = 64.0 N_a^{2/3} (T_2/\Theta)^2 \quad (10)$$

$$\frac{W(T_2) T_2}{\rho(T_2)} = \frac{64.0}{497.6} N_a^{2/3} \frac{\Theta^2}{L_o} \frac{1}{T_2^2} \quad (11)$$

$$T_2 \ll \Theta$$

$$T_1 \gg \Theta$$

N_a es el número de electrones libres por átomo.

Diversos autores han medido la conductividad térmica en diferentes metales, en las condiciones requeridas por (9), una revisión de los resultados puede verse en ¹⁵.

Si se toma $N_a = 1$ y Θ del orden de la temperatura de Debye se observa que $W(T_2)$ resulta muy chico con respecto a $W(T_1)$, lo mismo ocurre con los datos para ρ cuando se usa (9).

Se ve que en (9) y (10) relacionan cantidades medidas a distintas temperaturas, en (11) no ocurre lo mismo, sin embargo tampoco el acuerdo es bueno, todo ocurre como si de alguna manera los procesos horizontales predomina/rán sobre los verticales, haciéndolos más eficientes para aumentar la resistencia eléctrica.

Se definen, en general, dos números que son una medida del apartamiento de la teoría de Bloch y Wilson.

$$D_3 = 64.0 \frac{W}{W(T_2)} (T_2/\Theta)^2 \quad (12)$$

$$D_4 = \frac{64.0}{497.6} \frac{\Theta^2}{L_o} \frac{(T_2)}{W(T_2) T_2^3} \quad (13)$$

D_3 y D_4 deberían ser $\frac{1}{N_a^{2/3}}$ si la teoría es aplicable a los metales que se estudian. Una serie de valores para esos números puede verse en ¹⁵ como ejemplo se eligen dos de los metales. El Na tiene $D_4 = 1,8$; $D_3 = 5,4$ y el Cu, $D_3 = 6,2$; $D_4 = 5,4$. Se ve aquí, que cuantitativamente el acuerdo es pobre. el valor más parecido a $N_a = 1$ es el obtenido para el sodio con D_4 pero difiere mucho para D_3 . Pareciera indicar que sería más correcto usar mediciones a la misma temperatura.

Desde que la teoría llevó a los resultados precedentes se han realizado progresos que permiten un mejor entendimiento de los procesos de transporte, aún en los metales polivalentes.

Una primera objeción a la teoría es la validez de la regla de Matthiessen. Sondheimer ²⁰ extendió el cálculo usando el método variacional hasta órdenes superiores. El efecto es el de disminuir la resistencia pero la corrección en la eléctrica está dentro del error experimental. En la térmica la corrección disminuye W en un 30%, a bajas temperaturas.

Estas correcciones se tuvieron en cuenta al escribir (9), (10) y (11) y mejoran el acuerdo experimental, pero, como se vió, dista de ser bueno.

Una objeción hecha por Peierls ²¹ es la de que la conservación de momento total no puede dar como resultado la existencia de una resistencia.

Peierls llegó a la conclusión de que los únicos procesos que no conservan impulso y que pueden dar lugar a resistencia son los Umklapp. Sin embargo los procesos Umklapp verifican

$$\bar{k} - \bar{k}' = \bar{q} + 2 \bar{g} \quad (14)$$

donde \bar{q} es el vector de onda del fonón y \bar{g} es un vector de la red recíproca. Para que (14) se verifique es necesario estar a una temperatura tal que \bar{q} sea suficientemente grande

como para conectar la superficie de Fermi en un diagrama repetido.

Peierls demostró que la resistencia debida a estos procesos disminuye en forma exponencial con la temperatura. A bajas temperaturas el modelo de Peierls deja de explicar los resultados y todo pareciera indicar que la suposición de que la red está en equilibrio es correcta. En este sentido Klemens²³ mostró que las suposiciones hechas por Peierls no son necesariamente correctas y que bajo ciertas hipótesis se puede mostrar que el equilibrio de la red se alcanza mediante interacción entre fonones, sin conservación de impulso.

El razonamiento de Klemens puede explicar el hecho que la dependencia en T de las resistividades sean como las obtenidas suponiendo que la red está en equilibrio. El único metal que puede usarse para comparar con esas teorías es el Na, pues es el único del que se tiene evidencia que la superficie de Fermi no toca la zona de Brillouin.

En general y en especial en los metales multivalentes, la superficie de Fermi toca la zona de Brillouin y en este caso los procesos Umklapp están permitidos hasta las temperaturas más bajas.

Como la teoría de Bloch y Wilson no consideran los procesos Umklapp, que son muy importantes a temperaturas altas, no es de extrañar que las fórmulas (9), (10) y (12) no acuerden bien con la teoría pues compara resistencias a bajas temperaturas con resistencias a altas temperaturas. Ziman²⁴ consideró los procesos Umklapp y encontró un buen acuerdo para el Na hasta temperaturas relativamente bajas.

Por lo dicho anteriormente la comparación con la teoría es conveniente hacerla midiendo ρ y W a la misma temperatura y hacer uso de (11) y (13). Otra ventaja de relacionar la resistencia térmica con la eléctrica es que muchos detalles que

son importantes al tratar, teóricamente, cada una de ellas se eliminan al hacer el cociente ⁶.

Se dijo que D_4 es siempre mayor que 1, se puede hacer un análisis de los procesos a bajas temperaturas en base al modelo descrito anteriormente, que permite estudiar el proceso de transporte a bajas temperaturas, como una difusión de electrones sobre la superficie de Fermi ⁶.

Desde ese punto de vista es fácil comprender por qué $D_4 > 1$ y aún mayor que lo que se puede esperar de los metales de mayor valencia. Si consideramos la superficie de Fermi como una esfera que toca en algunas partes a la zona de Brillouin, los electrones que corresponden a la zona de contacto no pueden contribuir al transporte por tener velocidad nula. Esto equivale a restar una parte de la superficie de Fermi. Sin embargo, esto afecta a las dos resistividades por igual y no afecta al número de Lorenz y por lo tanto a D_4 .

Desde el punto de vista de transporte eléctrico los electrones difundirán sobre la superficie de Fermi hasta llegar a un sumidero y en este caso se han aumentado los sumideros, al introducir las zonas de contacto. Un electrón que llega a una zona de contacto sufre una reflexión de Bragg, o dicho de otra forma, las zonas de contacto actúan como sumideros mediante procesos Umklapp.

La dependencia en temperatura no debiera verse afectada pues depende de cuál es el proceso de difusión y ese sigue mediante procesos normales; lo que se ha hecho es aumentar la resistencia aumentando los sumideros.

Para dar resultados cuantitativos habrá que conocer la superficie de Fermi de cada metal. En la actualidad no hay suficiente información, en general, para estimaciones cuantitativas. Sin embargo si el modelo es bueno es de esperar que a temperaturas bajas se obtenga la ley T^5 aún para metales poli-

valentes.

Para el transporte térmico no tiene tanta importancia el proceso descrito pues cada dispersión de pequeño ángulo causa equilibrio.

Es de esperar que el número de Lorenz sea mayor que el indicado por Bloch y Wilson cuando la superficie de Fermi toca la zona.

4.- Magnetoresistencia.

Con el modelo utilizado por Bloch y Wilson, para el estudio de los fenómenos de transporte, el efecto del campo magnético en los valores de la resistividad es nulo.

Desde un punto de vista general se puede decir que en muchos casos se cumplen las reglas de Kohler

$$\frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(0)} = F(H/\rho(0)) \quad (15)$$

$$\frac{W(H) - W(0)}{W(0)} = G\left(\frac{H}{W(0)T}\right) \quad (16)$$

Estas reglas dicen que la variación relativa de las resistividades a campo H es una función independiente de la temperatura y de la pureza.

Se puede ver ¹ que (15) y (16) se obtienen a partir de la solución de la ecuación de Boltzmann si se supone que existe un tiempo de relajación.

En ese caso se ve que el campo magnético y el tiempo de relajación siempre intervienen en la forma $H\zeta$ o, lo que es igual, $\omega\zeta$. Donde ω es la frecuencia ciclotrónica del electrón en campo H . Lo que nos indica, es que el desequilibrio de la función de distribución será una función del tiempo que permanece, el electrón, en la órbita, entre choques. El efecto será más pronunciado cuanto más largo sea ζ , o sea cuanto me-

nor sea $\int (0)$ y $W(0)T$, tal como se ve en (15) y (16), esto es, a bajas temperaturas.

La relación (15) ha sido verificada en muchos metales ¹. Datos térmicos son muy escasos y no existe acuerdo entre autores, la información sobre la verificación de (16) es muy reducida ³⁶.

Si el tiempo de relajación es independiente de k entonces resulta, ¹⁵ que el número de Lorenz varía independiente de H .

Se puede mostrar ¹⁾ que cuando existen órbitas abiertas la magnetoresistencia dada por (15) no se satura. El estudio experimental, en monocristales, permite determinar la ubicación de dichas órbitas. En el caso de no existir órbitas abiertas se alcanza saturación en todos los metales en que el número de agujeros sea distinto del de electrones.

En el trabajo que se discutirá aquí, interesan las propiedades de transporte en general. Se estudiará la conductividad térmica y eléctrica en policristales y se determinará el número de Lorenz en función del campo longitudinal.

Si bien hacer un modelo general para magnetoresistencia longitudinal es muy difícil y hasta ahora no lo hay, el estudio de la magnetoresistencia longitudinal en un metal determinado es posible si se conoce la forma de la superficie de Fermi ¹⁶.

En los tratamientos teóricos ³⁷ de magnetoresistencia perpendicular se muestra que el número de Lorenz puede variar con H , pero en aquellos metales en que hay saturación el número de Lorenz para campos de saturación es el mismo que para campo cero. Podría pensarse que lo mismo ocurrirá con la magnetoresistencia longitudinal.

Considerando como se hizo antes los procesos de conducción como procesos de difusión sobre la superficie de Fermi y aplicando un campo H paralelo a E , es fácil ver cuál es el origen de la magnetoresistencia. Si la superficie es una esfera

sin puntos de contacto la aplicación de un campo magnético no afectará la conductividad, pues la velocidad en dirección de E no es afectada por el campo H .

Si hay zonas de contacto cambia el problema pues todos los electrones que estén en una franja de la superficie, cuyo ancho sea igual al diámetro de la zona de contacto, serán obligados a alcanzar dicha zona y dejan de contribuir al proceso de conducción ³⁸.

Una mayor discusión se realizará cuando se estudien los resultados experimentales.

5.- Propósito del experimento.

De lo dicho anteriormente se ve que el acuerdo general con la teoría es bueno, mejor de lo que se podía esperar en los metales polivalentes. Sin embargo la precisión con que se define el exponente en T es dudosa y en general se da por bueno el acuerdo si al obtener el exponente dos o cinco, según el fenómeno estudiado, al extrapolar a $T = 0$ se obtiene el número de Lorenz teórico. Sin embargo los experimentos, en general, se realizan en muestras con una cantidad de impurezas que hacen preponderante el término residual, en el rango de medición ($1^\circ K$ a $4^\circ K$).

En esas condiciones un pequeño cambio en el exponente no afecta el valor obtenido para L . Es el interés del presente trabajo realizar mediciones en un metal polivalente entre $1^\circ K$ y $4^\circ K$ tal que la contribución por impurezas sea menor que la contribución de fonones. En ese caso es de esperar que una variación en el exponente sea importante en el valor de L a $T = 0$.

Se determinará también, el número de Lorenz en función de T y se analizarán los resultados para la cantidad definida en (13). Utilizando datos de temperatura ambiente se determina

rá Θ_R y se analizará en base a lo expuesto anteriormente.

Para realizar estas mediciones se eligió el In, por ser polivalente y presentar una superficie de Fermi bien conocida.

Se disponía de In de muy alta pureza y, por otra parte, se deseaba ver como influía la pureza en la conductividad en esta do superconductor ³⁹.

Se estudiará la magnetoresistencia térmica para ver si verifica la relación de Kohler y de existir una función de Kohler, qué relación guarda con su equivalente eléctrica. Se estudiará la variación del número de Lorenz con H y T.

ESTUDIO Y DESCRIPCION DEL
EXPERIMENTO

Se hará ahora, un estudio detallado de los requisitos que deben reunir los elementos a usar en el experimento. En base a este estudio se hizo la elección de los equipos, que después se detallan. Por último se describe el método de medición y resultados obtenidos.

a.- Medición de conductividad térmica.

Esquemáticamente vemos en la fig.(2) la disposición necesaria para un experimento.

El método consiste en meter una cantidad conocida de calor, Q , mediante el calefactor C y medir T con los termómetros T_1 y T_2 . Si R es un reservorio de capacidad calorífica infinita y Q constante T_1 y T_2 alcanzarán valores estacionarios y quedará definido

$$\kappa = \frac{Q}{\Delta T} \frac{A}{L}$$

donde $\frac{A}{L}$ es el factor geométrico de la muestra usada y

$$\Delta T = T_2 - T_1 .$$

Este método de medición será mejor tanto en cuanto se consiga R con capacidad calorífica infinita y se mida ΔT lo más pequeño posible. Cuando se describa el crióstato, se verá que entre $1^\circ K$ y $4^\circ K$ es muy fácil obtener la condición para R . La razón para tomar ΔT lo más chico posible es porque

$$Q = \frac{A}{L} \int_{T_1}^{T_2} \kappa(T) dT$$

y en la forma en que se determina $\kappa(T)$ se supone que $\kappa(T)$ es constante en el rango de medición y se atribuye el valor me-

éico a

$$\bar{T} = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

La magnitud del salto de temperatura quedará fijada por la precisión con que se quiera medir ΔT y la precisión de los aparatos que se usen para determinar T . Si se quiere medir con un 1% de error y suponiendo error nulo para Q y $\frac{A}{L}$, bastante aceptable desde el punto de vista experimental, resulta

$$\frac{d\mathcal{X}}{\mathcal{X}} = 2 \frac{dT}{T} = \frac{1}{100}$$

Suponiendo que se mide T con el 0,1% entonces $\Delta T \approx T/10$

Medir la temperatura con el 0,1% no es un problema trivial y, aún así, se deberá tomar un salto de temperatura que no es despreciable para el rango en que se mide.

Un análisis más cuidadoso del circuito térmico, indicado en fig.(2), permite reemplazar ese gráfico por el de la fig.(3).

Para este circuito se ha pensado en las necesidades imprescindibles para realizar el experimento. Como es lógico, las resistencias en paralelo deben ser lo suficientemente grandes como para que su presencia no influya en los resultados, dentro de la precisión experimental.

La resistencia R_1' proviene de la imposibilidad de obtener un contacto perfecto entre la superficie de la muestra y el reservorio de calor. Por otra parte, al ser la muestra de distinto material que el reservorio, una falta de acoplamiento térmico^{25,26} entre los dos medios, da origen a una resistencia térmica. Este fenómeno es imposible evitar y es más importante cuanto menor es la temperatura.

La resistencia R_2' es, en general, menor que la resistencia de la muestra. Proviene de la conveniencia de que la muestra no varíe su geometría hasta una distancia, del lugar donde se

toma la temperatura, tal que la modificación de las líneas de flujo no perturben la determinación de la temperatura.

Las resistencias R'_1 y R'_2 no deben ser mucho mayores que R'_3 pues de ser así será muy difícil medir, a las temperaturas más bajas alcanzadas por el reservorio, pues como $T_1 \gg T_0$ entonces $\bar{T} \gg T_0$.

La resistencia R'_5 se elige con un criterio similar a R'_2 y su introducción no trae mayores inconvenientes.

Se analizará cada una de las resistencias del circuito comparándolas con el valor que se pueda prever para la resistencia, R'_3 , de la muestra.

Mediciones eléctricas, anteriores, en el mismo material ²⁷, indicaron que el camino libre medio de los electrones sería de alrededor de 1 mm y que si las muestras en su dimensión menor eran de 2 mm no se producían ningún efecto de tamaño en el valor de la resistencia medida.

Como se va a realizar mediciones en campos magnéticos longitudinales la dirección de la muestra debe ser bien definida y de una longitud permitida por la homogeneidad del campo.

Si se pide un campo homogéneo en un 5% se podrá tener muestras de una longitud de unos 7 cm para los imanes disponibles en el laboratorio. Con estos datos podemos fijar el factor geométrico de la muestra

$$\frac{A}{L} \approx 5 \times 10^{-3} \text{ cm}$$

Para tener un orden de magnitud de la conductividad a medir se usará la relación entre la conductividad térmica y eléctrica a través del número de Lorenz.

$$\frac{\int}{\omega T} = 2,44 \times 10^{-8} \frac{\text{ohm Watt}}{\text{°K}^2}$$

Si bien la aplicación de esta ley no será estrictamente válida

da dará un orden de magnitud de la resistencia R_3' .

$$\text{De referencia } \int \approx 4 \times 10^{-10} \text{ ohm cm entonces}$$

$$\chi \approx 200 \frac{^{\circ}\text{K cm}}{\text{Watt}} .$$

Para elegir los valores adecuados para las resistencias en paralelo R_6' , R_7' y R_8' hay que elegir materiales de resistencia térmica mucho mayor que R_3' . De los valores de la tabla I se ve que es posible construir el soporte de la muestra de nylon, teflon, pertinax ó 100 A. Manganina es un material adecuado para los alambres que van a los termómetros.

Elegido el material se deberá elegir un factor geométrico, efectivo, que asegure una resistencia en paralelo menor que el 0,1%.

Se ha dejado para discutir aparte la resistencia R_9' , pues si bien también está en paralelo presenta características especiales.

Para calentar la muestra se construirá un calefactor que consiste en un elemento resistivo por el que se disipa una cierta cantidad de calor por el paso de una corriente.

Se deberá medir la potencia, por lo menos, con el 0,1% y, para obtener saltos de $\frac{T}{10}$, variarla entre 0 y unos 0,2 Watts.

Los alambres que lleven la corriente al calefactor deben ser tales que en ellos se disipe menos del 0,1% de la potencia y suficientemente malos conductores como para que su resistencia térmica, R_9' , sea unas 1000 veces mayor que $R_1' + R_2' + R_3' + R_4' + R_5'$.

La resistencia R_1' , tal como se dijo, es imposible evitar y es necesario hacer un cuidadoso análisis para conseguir éxito en el experimento.

Se mencionó que R_1' proviene del acoplamiento entre muestra y reservorio. Se adelantará, aquí, que el reservorio a utilizar es un recipiente de cobre con el He^4 líquido en su interior.

En contacto con el cobre se colocará la muestra a medir. La R'_1 incluirá también la resistencia de contacto (Kapitza) entre el He^4 y el cobre, despreciando la resistencia de la pared del recipiente. Trabajos teóricos y experimentales ^{29, 30, 31} indican una mayor resistencia entre He y metal que entre metales. Se estimará la resistencia entre He y Cu, usando datos experimentales de Jhonson y Little ²⁹.

La transferencia de calor a través de la superficie de contacto está expresada por

$$Q = A \int \chi(T) dT$$

donde A es área de contacto y

$$\chi \approx \frac{T^3}{10} = \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2 \text{ } ^\circ\text{K}}, \text{ por lo tanto}$$

$$Q = \frac{A}{40} (T_c^4 - T_f^4)$$

donde T_c es la temperatura del cobre y T_f la temperatura del He.

Es difícil suponer cuánto va a ser el valor de A pero, como una estimación, se puede tomar la sección de la muestra. Si se toma $Q = 0,2$ Watt, entonces

$$T_c^4 - T_f^4 \approx 10^3 \text{ } ^\circ\text{K}^4$$

Esto quiere decir que si $T_f = 1^\circ\text{K}$ entonces $T_c = 10^\circ\text{K}$.

No hay datos experimentales para transferencia entre Cu e In. Si se toma como aproximación, los datos de Challis y Checke ²⁶ entre Cu y Pb se ve que si bien es menor que la correspondiente entre Cu y He llega a ser comparable.

Es evidente que al diseñar el contacto entre muestra y reservorio deberán tenerse en cuenta los datos señalados.

De trabajos en conductividad eléctrica, en el mismo material ²⁷, se deduce que si la muestra sigue con la misma geo-

metría hasta 5 mm después de cada termómetro cualquier variación de las líneas de flujo, por variación de la geometría, a partir de esos 5 mm no altera el valor obtenido para la resistencia.

Suponiendo que lo mismo ocurra para el caso térmico R'_2 será despreciable frente a R'_1 .

b.- Mediciones de conductividad eléctrica.

Estas mediciones deben hacerse a temperatura constante, cuidando que la disipación Joule, producida en la muestra por el paso de corriente, no varíe la temperatura de la misma.

Se ha fijado el factor geométrico al estudiar las posibilidades para las mediciones térmicas. De ²⁷ se conoce el orden de magnitud de las resistividades a medir y las corrientes que pueden utilizarse para medirse. Se necesitará medir tensiones de décimas de μV , con un error no mayor que el 1% para tener una precisión comparable al que se desea obtener en las térmicas.

Para determinar el número de Lorenz es conveniente realizar las mediciones eléctricas y térmicas en el mismo experimento. Si se hace de esta forma hay que considerar el paralelo térmico que se introduce con los conductores de corriente.

Un mayor detalle sobre este tipo de mediciones se puede ver en ²⁸.

c.- Preparación de la muestra.

Las muestras se obtuvieron a partir de un lingote de In de 99,9999 de pureza de la Mining and Smeltin y Co. of Canada Ltd.

El espesor deseado se logró mediante laminado entre planchas de teflón. Se cuidó la limpieza durante el proceso de laminación, limpiando con frecuencia las láminas de teflón y

la muestra. La plancha de indio laminada fué de 1,5 mm de espesor y de ella se cortaron muestras rectangulares de unos 2 mm de ancho y 8 cm de largo, al cabo de los cuales se ensanchó la muestra para lograr un mejor contacto térmico con el reservorio de calor.

Los cortes se hicieron con una cuchilla de acero, bien afilada, apoyando la muestra sobre una plancha de cartón prensado.

El factor geométrico se determinó midiendo la resistencia a temperatura ambiente y tomando $\int_{293} = 9,1 \times 10^{-6}$ ohm cm.

El valor obtenido dió un cociente de área transversal a longitud de $\frac{A}{L} = 3,96 \times 10^{-3}$ cm.

d.- Crióstato.

El crióstato utilizado es mostrado esquemáticamente en la fig.(4).

Un diagrama del conjunto de equipos que permiten el funcionamiento del crióstato se muestra en fig.(5).

La capacidad del termo de He con el crióstato en su interior es de unos 5 l.

Mediante una bomba de 600 l/minuto de velocidad de bombeo se puede bajar la temperatura del He, en el termo o en el recipiente interior.

La temperatura mínima que se puede alcanzar en el termo es de aproximadamente 1,5°K.

En el recipiente interior se alcanza 1,2°K bombeando con la bomba mecánica. Mediante un circuito normal regulador de presión es posible mantener la temperatura constante dentro del 1% en el termo. Por otra parte un circuito regulador tipo Walker, ³², posibilita mantener estable la temperatura dentro del 0,1% en el recipiente interior. Este tipo de regulador ha sido usado durante todas las mediciones térmicas del presen-

te trabajo y dada su simplicidad y seguridad ha probado ser satisfactorio.

La medición de presión de vapor del He se realiza mediante dos manómetros, uno de mercurio y otro de aceite para los rangos de altas y bajas presiones, respectivamente.

Las lecturas de nivel de los manómetros se hace con un catetómetro con escala graduada hasta el centésimo de milímetro.

Si el He del termo no se bombea se puede trabajar 10 horas continuadas hasta que el He cubre la mitad de la cámara de vacío. En ese caso es conveniente hacer una nueva transferencia para evitar un aumento de la entrada de calor al recipiente interior por radiación y conducción.

El recipiente interior tiene una capacidad de unos 200 cm^3 de He y es posible mantenerlo a 1°K durante unas 15 horas sin necesidad de un nuevo llenado.

El llenado del recipiente interior se hace mediante un tubo que va desde la brida intermedia hasta el recipiente con una válvula que permite el paso del líquido y cerrar para bombear el He.

En buen contacto térmico con el recipiente interior se coloca una pantalla de radiación cilíndrica de 25 cm de largo por 3 cm de diámetro. El volumen encerrado por esa pantalla es el espacio experimental y la finalidad es la de evitar una entrada de calor, a la muestra, proveniente de temperaturas mayores.

El recipiente, denominado camisa en la fig.(4) , está construido de bronce y se suelda a la brida intermedia mediante metal de Wood, esto permite un rápido acceso a la muestra y evitar desoldar los caños que van a la brida soldados con soldadura de "estaño" o "plata".

La finalidad de la camisa es la de permitir hacer vacío alrededor de la muestra y dejarla en condiciones de adiabaticidad.

dad cuando el tipo de experimento así lo requiera. El gas que se coloca dentro de la camisa, en general, es helio que permite el enfriamiento de la muestra y el recipiente interior a medida que se transfiere He al termo. Para poder evacuar el gas de la camisa se dispone de una bomba mecánica y una difusora de 20l/seg. de velocidad de bombeo que permite obtener un vacío de 10^{-5} mm Hg en una hora de funcionamiento, después de haber transferido He al termo.

Para poder realizar mediciones en el interior del espacio experimental, se dispone de 26 alambres de manganina de 0,1 mm de diámetro y que van desde el espacio experimental hasta afuera del crióstato, colocados en forma similar a la descrita en ref. ³² .

e.- Soporte de la muestra .

Tal como se indicó anteriormente, nylon, teflón o pertinax son materiales adecuados para construir el montaje de la muestra. Se hicieron distintas pruebas con estos materiales y con diferentes diseños de montajes. Se determinó, de esa manera, que si la muestra se pegaba en toda su longitud a los montajes, los distintos coeficientes de dilatación hacían que la muestra sufriese grandes deformaciones al enfriarse. Se deseaba, por otra parte, desarrollar un montaje que fuese adecuado para medir la conductividad térmica de láminas delgadas de Indio.

En este caso la resistencia de la muestra a medir será mucho mayor y se necesitará un montaje de mayor resistencia térmica.

El detalle de ese experimento se expone en la parte II de este trabajo. Se desarrolló un montaje que reuniese las características necesarias para evitar deformación de la muestra, al enfriarse, y de resistencia térmica suficientemente al

ta como para poder usarse en todos los experimentos.

El soporte se hizo de Mylar de 0,15 mm de espesor. Para darle rigidez se doblaron los bordes hasta obtener una especie de caja rectangular. Un dibujo del montaje se muestra en la Fig.(6). La muestra se apoyó sobre el soporte, se la pegó en un solo extremo, por encima del termómetro superior, con barniz G.E.7031.

De esta forma al enfriarse la muestra y el montaje se deslizan uno sobre el otro sin tensionarse. Esto se verificó sumergiendo la muestra y el montaje en aire líquido. El montaje, así construido, cumple con la única finalidad de soportar los termómetros, que por su peso podrían deformar la muestra. Para mantener alineada la muestra con el campo magnético se fijó, con hilo de algodón, la parte inferior del montaje a la pantalla de radiación. De esta forma se alinea el montaje con respecto a la pantalla y la pantalla y camisa de vacío sirven de referencia para alinear el imán.

En la figura (6) se indica la forma en que se colocó la muestra en contacto con el recipiente de He⁴.

f.- Elementos específicos para medir conductividad térmica.

Para los experimentos de conductividad térmica es necesario medir la temperatura en dos puntos de la muestra. Se utilizaron como termómetros resistencias de carbón Allen Bradley de 10 1/4 Watt. Estas resistencias quedaron fijadas al montaje y el contacto térmico se realizó mediante un alambre de cobre de 0,1 mm que se soldó en un extremo a la muestra y el otro extremo a un pedazo de coil-foil³⁴, el cual se arrollaba alrededor de la resistencia.

Para mejorar el contacto térmico entre el coil-foil y la resistencia se pone, entre ambos, grasa apiezón N.

Todas las soldaduras realizadas en la muestra o en sus

inmediaciones se hicieron con indio, para evitar la presencia de otros superconductores que pudiesen deformar las líneas de campo.

Los termómetros de resistencia no son reproducibles, en general, de un experimento a otro si se los deja alcanzar temperatura ambiente. Teniendo esto en cuenta se calibraron los termómetros, en cada experimento, contra la presión de vapor del Helio.

El valor de la resistencia se determinó con dos puentes de corriente alterna de 33 ciclos por segundo.

El error en la medición de las resistencias fué del 0,1% del valor leído, esto permite obtener los saltos de temperatura dentro de la precisión deseada.

Los alambres para medir las resistencias fueron de manganina de 0,1 mm de diámetro.

Para poder poner el flujo de calor, Q , deseado, se construyó un calefactor, hecho con alambre de manganina de 0,05 mm de espesor. La resistencia total fué de unos 100 ohms.

El calefactor se construye con dos alambres para corriente y otros dos para medir la tensión y de esa forma conocer la potencia disipada. Un diagrama del circuito utilizado para medir la potencia se ve en la fig.(7).

Los alambres para medir tensión fueron de manganina de 0,1 mm de espesor. Los alambres de corriente, de cobre de 0,1 mm de espesor.

El calefactor se pegó con grasa a la muestra un centímetro por debajo del termómetro inferior. Los conductores de corriente y los de medir tensión se enrollaron en forma de resorte para evitar que, debido a los diferentes coeficientes de dilatación, se deformase la muestra. Los alambres de corriente se hicieron de cobre para evitar que se disipase potencia en otro lugar que no fuera el calefactor.

La longitud de los cables entre el recipiente y la muestra fué de 30 cm.

Al sumergir la muestra en aire líquido se observó que la forma de construcción permitía mantener la muestra sin deformaciones. Tanto para mediciones térmicas como eléctricas se utilizó un imán superconductor, MAGNION modelo CF-20-200-800.

g.- Elementos utilizados para medir resistencia eléctrica.

Para la medición de resistencia eléctrica se utilizó el montaje ya descrito pero se decidió realizar las mediciones en distintos experimentos para evitar que los alambres de corriente, de cobre de 0,2 mm, hiciesen un paralelo térmico de baja resistencia. Para estas mediciones se sacó la camisa de vacío y se permitió que la muestra estuviese en contacto directo con el baño exterior. La temperatura de medición se alcanzó mediante la regulación de la presión en el termo de vidrio. Para conocer la temperatura en que se realizaron las mediciones se midió la presión de vapor del He^4 .

Para medir la resistencia se circuló una corriente y se midió la caída de tensión.

La corriente se midió con un amperímetro WESTON INST, modelo 931. La tensión con un milimicrovoltímetro KEITHLEY modolo 149.

h.- Método de medición y resultados.

Hemos discutido en los capítulos anteriores la precisión deseada y los equipos que se usaron para obtenerla.

Se discutirá aquí la forma en que se realizaron las mediciones y los resultados obtenidos.

Para realizar estas mediciones la muestra quedó aislada del baño exterior haciendo vacío en la camisa. La presión en

la camisa fué de 10^{-6} mm Hg durante las mediciones, medida en la temperatura ambiente y sobre la línea de bombeo.

La calibración de los termómetros de resistencia se realizó manteniendo constante la presión en el recipiente interior de He⁴ y leyéndose, simultáneamente, la presión de vapor del He y el valor correspondiente de la resistencia. Se tuvo especial cuidado en esperar que se alcanzara equilibrio térmico entre la muestra y el He. En todos los casos se calibró para presiones decrecientes en la zona de temperaturas mayores que 2,17°K. Esto se hizo para evitar gradientes térmicos en el He, debido a la mala conductividad térmica, por encima de esa temperatura. Es de hacer notar que/^{aunque} en diversas oportunidades se permitió a la muestra alcanzar temperatura ambiente, la calibración repitió dentro del 1%. El error en la calibración fué de 0,1% de la temperatura medida. Una curva tipo se muestra en fig.(3). En todos los casos se tomaron puntos cada décimo de grado.

Se comprobó durante las calibraciones, que los campos magnéticos a utilizarse, no alteraban el valor de la resistencia dentro de la precisión deseada.

Se prefirió, por razones de comodidad, levantar curvas de resistencia en función de campo para temperatura fija. Como la resistencia varía con el campo fué necesario ir ajustando la presión del líquido y la potencia para mantener la temperatura constante.

La temperatura en cada curva se mantuvo constante dentro del 1%. Los saltos de temperatura elegidos fueron desde 0,05T en las temperaturas altas hasta 0,1T en las más bajas.

El diseño experimental descrito en este trabajo se construyó después de la realización de mediciones preliminares, en las cuales se puso de manifiesto la necesidad de conseguir un buen contacto térmico entre muestra y recipiente de He. También du

rante esas mediciones se comprobó que la presencia de una soldadura, con estaño-plomo, en el recipiente de He modificaba las líneas de campo de tal forma que cuando el campo aplicado con el imán era del orden de 1000 Oe, el campo sobre la muestra no alcanzaba el valor crítico y se obtenían curvas típicas de estado intermedio. Esta soldadura fué eliminada y el efecto dejó de aparecer. Desde ese momento todas las soldaduras en la vecindad de la muestra se hicieron con plata o indio.

El In es un material superconductor a 3,4°K. Las mediciones, por debajo de esa temperatura, en estado normal se hicieron en presencia de campo magnético longitudinal. Curvas de $W(H)$ en función de H se ven en las fig.(9) y (10). Es inmediato que debido a la fuerte magnetorresistencia, que se presenta desde campos muy bajos, es muy difícil obtener el valor extrapolado a campo cero. Los resultados a campo cero dependerán fuertemente del criterio que se use para extrapolar.

Como se dijo, los efectos de un campo magnético tienen que ver con el producto $\omega \tau$. Esto es, dependen del tiempo que los electrones están en una órbita, comparado con el tiempo entre choques. Cuanto más puro es el metal mayor es τ y campos bajos producirán el mismo efecto que campos mayores en muestras menos puras.

Si es posible verificar la regla de Kohler térmica

$$\frac{W(H) - W(0)}{W(0)} = G \left(\frac{H}{W(0)T} \right) \quad (15)$$

se tendrá un método para determinar $W(0)$. El método desarrollado en el presente trabajo es sugerido por Wyder⁹. Consiste en que si una relación del tipo (16) se cumple será posible superponer todas las curvas de $W(H)$ como función H ,

si son graficadas en papel log-log, mediante desplazamientos horizontales y verticales de los ejes.

Se verificó que era posible hacerlo con todas las curvas en los rangos de H medidos, esto es, desde unos pocos cientos hasta 15.000 oersted. La suposición para obtener $W(0)$ es que si las curvas de temperaturas mayores que $3,4^\circ\text{K}$ coinciden con las temperaturas menores que T_c en todo el rango de medición, también lo harán para campo cero. Se midió con mucha precisión la curva de $3,6^\circ\text{K}$, especialmente la zona entre campos de 0 a 200 oersted, y se utilizó esta curva para extrapolar a campo cero las curvas de temperaturas menores que T_c . Es de hacer notar que el método no implica el cumplimiento de la regla de Kohler, lo que asegura es que existe, en caso de que la superposición sea buena, una función característica del metal.

En este caso se verificó que

$$\frac{W(H) - W(0)}{W(0)} = G \left(\frac{H}{WT} \right) \quad (15)$$

tal como puede verse en figura (11).

Los valores extrapolados a campo cero pueden verse en figura (12). Se ha graficado WT en función de T^3 y se comprueba que el acuerdo es bueno. Se verifica la relación (3)

$$W = \frac{\alpha}{T} + \beta T^2 \quad (3)$$

donde $\alpha = 1,8 \times 10^{-3} \frac{\text{cm} \cdot ^\circ\text{K}^2}{\text{watt}}$ y

$$\beta = 9,6 \times 10^{-4} \frac{\text{cm}}{^\circ\text{K watt}}$$

Las mediciones eléctricas se realizaron cuidando que se mantuviese la misma geometría. Sin introducir ninguna modificación en el montaje se soldaron los alambres de tensión a los contactos de cobre, entre muestra y termómetros. Los alambres de corriente fueron soldados sobre el ensanchamiento superior y por debajo del calefactor. Se mantuvo la temperatura constante regulando la presión del baño. Tanto los alambres de corriente como los de tensión deben ser de Cu, de esta forma se reducen las fuerzas electromotrices hasta hacerlas del orden de un microvoltio.

Debido a que se realizaron mediciones eléctricas y térmicas en distintos experimentos, y entre ellas la muestra alcanzó temperatura ambiente, fué necesario verificar la reproducibilidad de los resultados, para que tenga sentido el número de Lorenz determinado. Con ese fin se realizaron dos mediciones eléctricas y dos térmicas, en forma alternada; la reproducibilidad fué mejor que el 2%.

Para verificar que las resistencias térmicas en paralelo con el montaje fueron mucho mayores que la resistencia de la muestra se eliminó la porción de muestra comprendida entre los termómetros. Se midió la conductividad de la parte restante resultando, por lo menos, 10.000 veces menor que la de la muestra. Con una muestra y un montaje como los utilizados se deduce que es posible medir resistencia eléctrica y térmica simultáneamente.

Para medir la resistencia eléctrica se realizaron mediciones con corrientes de hasta 2 A. Se varió la intensidad de corriente para verificar que no había calentamiento de Joule.

Se midió magnetorresistencia eléctrica longitudinal en los mismos rangos de campo y temperatura que los usados para las mediciones térmicas. Los valores a campo cero se obtu-

vieron por el mismo método de extrapolación que el usado para el caso térmico. Con esos valores se determinó la función de Kohler, obteniéndose buen acuerdo con datos anteriores ²⁷.

Los resultados a campo cero pueden verse en figura 13. Se ve que pueden expresarse, dentro del error experimental por la ley

$$\rho(T) = \rho_0 + A T^5$$

donde $\rho_0 = 1,01 \times 10^{-10}$ ohm cm y

$$A = 3,33 \times 10^{-13} \frac{\text{ohm cm}}{\text{°K}^5}$$

Se ve, de los resultados, que es posible aplicar (9) para obtener Θ_R . El valor determinado es $\Theta_R = 35$ °K, resulta ser un 25% menor que el obtenido a partir de calores específicos.

Habiéndose medido la conductividad térmica y eléctrica y verificándose las leyes teóricas, es posible determinar D_3 y D_4 , definidos en (12) y (13)

$$D_3 = 6,6$$

$$D_4 = 12$$

Se ha elegido el valor de Θ en 35 °K.

Se determinó el número de Lorenz en función de H y T; un gráfico de $\frac{L(HT)}{L(OT)}$ en función de H, para las temperaturas en que se realizaron las mediciones, se ve en figura 14.

Suponiendo que las expresiones (5) y (8) son válidas hasta $T = 0$, se obtiene para el número de Lorenz a temperatura nula

$$L(0) = 5,6 \times 10^{-3} \frac{\text{watts ohm}}{\text{°K}^2}$$

Un gráfico de $L(T)$, usando las leyes 5 y 3 se ve en fig.15.

DISCUSION DE LOS RESULTADOS

El error en las mediciones térmicas es estimado en un 3%, proveniente, en su mayor parte, del error en el salto de temperatura.

El error en las eléctricas es del mismo orden, proviene, en su mayor parte, de la medición del voltaje.

Mediciones de Mendelsohn y Rosemberg,⁴⁰ en In, efectuadas en zonas donde predomina la difusión por impurezas, con campos transversales de hasta 4 K Oe. y entre 2 °K y 4,5 °K muestran que la relación (15) es satisfecha en general. Guenault³ ha verificado su validez para indio, en campos magnéticos longitudinales, pero como no muestra sus resultados no es posible la comparación con los obtenidos en el presente trabajo.

Otros autores^{9, 35} no han podido encontrar la verificación de la regla de Kohler térmica en sus mediciones.

En la figura (11) se ha graficado la regla de Kohler eléctrica en función de $\frac{\chi H}{f(0)}$. El factor

$$\chi = 2,06 \cdot 10^{-3} \text{ watt ohm } \circ\text{K}^{-2}$$

tiene las dimensiones del número de Lorenz y se ha introducido para hacer un cambio de escala y mostrar que, en esa representación, mediante un desplazamiento vertical se pueden hacer coincidir ambas reglas de Kohler.

Suponiendo que el paralelismo entre las funciones se extiende hasta $H = \infty$ se puede definir una función más general, de la forma

$$\frac{\left[\frac{\Delta W}{W(0)} \right]}{\left[\frac{\Delta W}{W(0)} \right]_{\infty}} = \frac{\left[\frac{\Delta P}{f(0)} \right]}{\left[\frac{\Delta P}{f(0)} \right]_{\infty}} = f \left(\frac{H}{Z} \right) \quad (17)$$

donde el denominador es el valor de saturación de la función de Kohler correspondiente.

El valor Z tiene un valor distinto según se quiera expresar la magnetorresistencia térmica o eléctrica.

$$Z \text{ eléctrico} = \int (0) \quad Z \text{ térmico} = \int W(0) T$$

El valor del coeficiente β en la expresión (3) está en buen acuerdo con valores obtenidos por Jones y Toxen³⁵ y Wyder⁹. Por su parte el coeficiente de T^5 en la expresión (5) está en desacuerdo con el obtenido por Alexandrov y D'Yakov¹² pero da buen acuerdo con otros autores^{9, 10}.

Los valores obtenidos para \int_0 y α son, como era de esperar, menores que los obtenidos en trabajos anteriores.

El valor de los exponentes de la ley $W(T) T$ se determinó por el método de cuadrados mínimos. El valor 3 fué el que dió la menor dispersión. Con el mismo método se encontró la dependencia funcional para $\int(T)$, como se dijo, en ambos casos hay acuerdo con otros autores y con lo que se espera de la teoría. Sin embargo el número de Lorenz a $T = 0$ resulta muy superior al teórico.

Tal como se indicó en la introducción es muy importante realizar mediciones en muestras de alta pureza, para decidir qué ley es la que mejor acuerda con los datos obtenidos. Es así como es posible cambiar, en forma apreciable, $W T$ para $T = 0$ al cambiar un poco el exponente. Si se toma para el exponente el valor de 3,4 se obtiene, para el número de Lorenz a $T = 0$, el valor teórico. En este caso la dispersión

de los puntos experimentales resulta solamente 20% mayor que la correspondiente a la ley T^3 . La dependencia en $\int^{\rho}(T)$ influye mucho menos porque eléctricamente se está muy cerca de zona residual.

Es posible asegurar, del presente trabajo, que existe una incompatibilidad entre el número de Lorenz teórico y la ley T^3 .

El valor de Θ determinado resulta bajo, lo cual no es sorprendente pues la fórmula (9) no tiene en cuenta los procesos Umklapp. Estos procesos pesarán más a altas temperaturas y por lo tanto $\int^{\rho}(T_1)$ será mayor que el que habría que usar en (9) ya que, en su derivación, los procesos Umklapp no se tuvieron en cuenta.

Los valores de D_3 y D_4 son mayores que lo que podría esperarse y distintos entre sí.

La razón para que D_3 sea grande debe provenir, como se indicó, de los procesos Umklapp que tienen mucha importancia a temperaturas mayores que 0.

El que se cumpla T^5 y que D_4 sea mayor que D_3 indica que sería posible esperar un procesos de difusión a pequeños ángulos y lugares de contacto de la superficie de Fermi, que actúan como sumideros a través de procesos Umklapp.

En figura (13) puede verse la dependencia del número de Lorenz en función del campo para las temperaturas en que se realizaron las mediciones. No hay ningún modelo teórico que explique tal comportamiento.

Se han encontrado en estos experimentos, en muestras de alta pureza, resultados que no son posibles explicar con las teorías existentes. Desde el punto de vista del número de Lorenz a campo cero será importante verificar si son las leyes en T las que son responsables del alto valor obtenido, o si es alguna anomalía que se presenta en función de pureza.

Se están realizando mediciones en función de pureza y se tratará de extender el rango de medición hasta $0,3^{\circ}\text{K}$ para aclarar ese punto.

Otro de los aspectos que no tienen interpretación es el comportamiento del número de Lorenz en función del campo, en ese sentido es necesario un mejor entendimiento de los procesos de transporte en presencia de campo.

P A R T E II

R E S U M E N

Se realizaron mediciones de conductividad térmica y eléctrica en una lámina de In policristalino de 0,062 mm de espesor entre 4°K y 1°K y en presencia de campos de hasta 10 Koersted.

Los resultados de conductividad eléctrica muestran acuerdo con la teoría tal como se había encontrado anteriormente²⁷. Debido a que la impureza de la muestra era mayor se pudo encontrar buen acuerdo en todo el rango de temperaturas. Hay desacuerdo a campos bajos, se sugiere que podría deberse a la influencia de la dispersión a pequeños ángulos de electrones.

Fué imposible encontrar acuerdo entre la teoría y resultados para conductividad térmica. Mediante el uso de los datos de conductividad eléctrica, suministrados por la teoría y con los datos medidos en campos de saturación para la térmica, se puede mostrar que el número de Lorenz para $T = 0$ debiera ser del orden de $5,6 \times 10^{-10}$, valor anómalo encontrado en las mediciones en muestras sin efecto de tamaño (Parte I).

Se discuten posibles extensiones de la teoría y se sugieren nuevos experimentos.

I N T R O D U C C I O N

Se ha discutido en parte I los procesos de transporte eléctrico y térmico sin tener en cuenta las dimensiones de la muestra. Desde un punto de vista práctico esto es aplicable a muestras en las cuales la menor dimensión geométrica es bastante mayor que el camino libre medio de los electrones. Lo que es lo mismo, cuando el número de electrones que chocan con las paredes es pequeño con respecto a los que chocan en su interior.

Es evidente que si el camino libre medio es del orden de las dimensiones, entonces la teoría de transporte deberá tener en cuenta el efecto del choque sobre los contornos. El efecto de las paredes intervendrá en las condiciones de contorno para la solución de la ecuación de Boltzmann. En general se supone que, en las paredes, la función de distribución es la de equilibrio y si la medición se hace a $T = \text{cte.}$ (mediciones eléctricas), la distribución de equilibrio es la misma sobre todo el contorno. Esta suposición significa que los electrones sufren dispersión difusa en los bordes. Existe verificación experimental en muchos metales y solamente en aquellos con superficie de Fermi pequeña, como el Bi, presentan efectos de dispersión especular.

Si los electrones proveen un camino libre medio del orden de la dimensión de la muestra la resistividad será una función de la dimensión y en especial de la geometría. El problema del efecto de tamaño en la conductividad eléctrica ha sido resuelto para distintas geometrías. Una revisión de los resultados puede verse en ^{36 y 41}. En todos los casos se ha resuelto el problema suponiendo que existe un tiempo de relajación y por lo tanto un camino libre medio, \underline{l} , dado por $v \tau$.

En general es muy difícil calcular \underline{l} de los datos de resistividad en muestras de dimensión infinita y es el efecto de tamaño uno de los que permiten determinar el camino libre medio a través de medición de resistividades.

El camino libre medio de un electrón a temperatura ambiente es del orden de 10^{-5} cm. Se necesitarían muestras muy delgadas para ver efecto de tamaño. Sin embargo a bajas temperaturas el camino libre medio puede ser del orden del milímetro.

Mediciones en donde se observe efecto de tamaño deberán llevarse a cabo a bajas temperaturas y en muestras de alta pureza.

Es sabido que si se usa la teoría del electrón libre con colisiones elásticas es posible definir el camino libre medio. En ese caso la conductividad σ puede expresarse como

$$\sigma = \frac{n e^2 \underline{l}}{m v}$$

El efecto de tamaño hace que el camino libre medio sea función de la dirección en que se mueve el electrón. La teoría permite expresar la conductividad en función de un camino libre medio efectivo, l_{ef} .

En láminas y alambres cuya menor dimensión \underline{d} (espesor o diámetro respectivamente) es mucho menor que el camino libre medio y con el campo eléctrico aplicado longitudinalmente, puede expresarse la conductividad en la forma

$$\sigma = \frac{n e^2 l_{ef}}{m v} \quad (18)$$

en donde

$$l_{ef} = d \text{ para alambres}$$

$$l_{ef} = d \log \frac{e}{\bar{e}} \text{ para láminas.}$$

Es interesante notar que bajo estas condiciones la conductividad en alambres depende, solamente, del diámetro, mientras que en láminas tiende a infinito con el camino libre medio.

La diferencia está relacionada en ambos casos con el número de electrones que se desplazan paralelos a la superficie del metal,

En un alambre los electrones que no chocan con las paredes son aquellos que se desplazan paralelos al eje. Se muestra que frente al total de electrones es un número despreciable. Es razonable entonces que el camino libre medio esté fijado por la dimensión del diámetro. En el caso de la lámina el número de electrones que se desplaza paralelo a las caras no es despreciable y se manifiesta en l_{ef} haciéndolo depender de l.

Una generalización para la resistencia térmica puede hacerse mediante el uso del número de Lorenz y suponiendo que el efecto de tamaño actúa igual que en el caso eléctrico.

Experimentalmente ^{42, 43, 44, 45, 9} se ha encontrado acuerdo con la teoría en el caso eléctrico, no solamente para metales monovalentes, como Na, sino para metales polivalentes como Sn, Hg, In, Al. La extensión a propiedades térmicas tal como se dijo arriba fué usada ⁴⁶ con buenos resultados.

Las experiencias pueden realizarse con una muestra cambiando T ⁴⁵ y por lo tanto l, o con distintas muestras de diferentes espesores y a la misma T. El acuerdo en ambos casos es razonablemente bueno; sin embargo hay objeciones sumamente importantes. Si se varía T para variar l, entonces se aumenta con T el número de fonones y por lo tanto es más difícil que la teoría sea válida en presencia de choques inelásticos. Si se mantiene T constante y se varía el espesor hay que admi

tir que la resistividad de la muestra infinita \int_b no varía de muestra a muestra. Es sabido que la preparación de las muestras varía, en general, la pureza del material y cuanto menor sea el volumen de la muestra mayor será el porcentaje de impurezas.

Las dificultades anteriores son obviadas si se estudia el comportamiento de una muestra con efecto de tamaño en presencia de un campo magnético. El problema desde el punto de vista teórico es la solución de la ecuación de Boltzmann con efecto de tamaño y con la presencia del campo magnético. El problema ha sido resuelto para la conductividad eléctrica en láminas y alambres con distintas orientaciones de campo y corriente ⁴¹. Recientemente se resolvió la ecuación de Boltzmann para láminas con el campo magnético en la misma dirección que la corriente ⁴⁷. Los resultados no pueden expresarse en forma analítica simple y se obtuvieron con el uso de computadora. Los resultados pueden verse en ⁴⁷ y han sido verificados experimentalmente ²⁷.

La aplicación de un campo H da origen a la aparición de un nuevo parámetro, el radio de las órbitas de los electrones, $r = \frac{m v c}{e H}$.

La teoría de curvas de $\frac{\int_s(H)}{\int_b}$ en función de $\frac{d e H}{m v c}$, siendo el parámetro de cada curva $\alpha = \frac{d}{\underline{1}}$.

$\int_s(H)$ es la resistividad en presencia de campo con efecto de tamaño, \int_b es la resistividad de una muestra de igual pureza a la estudiada pero sin efecto de tamaño. Encontrar acuerdo con la teoría significa que con una muestra se determina \int_b , $\underline{1}$ y mv , siendo conocidas todas las otras cantidades. Esto tiene la gran ventaja de poder determinar con una muestra y sin variar T, toda la información que interesa.

Sin embargo también en este caso la teoría hace suposiciones que son difíciles de justificar experimentalmente.

Se discutió en parte I el efecto de la magnetorresistencia, esto es, la variación de la resistividad con el campo en muestras sin efecto de tamaño. Este efecto no lo tiene en cuenta la teoría del electrón libre y por lo tanto tampoco está implicada en las fórmulas de efecto de tamaño. Lo que se determinará es una superposición de ambos efectos y para encontrar acuerdo con la teoría será necesario descontar la magnetorresistencia. Se deja para la discusión de los resultados la explicación del método utilizado.

El acuerdo con la teoría permite determinar $\frac{1}{\rho_b}$, ρ_b y $m v$ en forma independiente; por otra parte $\rho_b \times \frac{1}{\rho_b}$ debería ser independiente de la pureza y de la temperatura en que se realizan las mediciones. En el caso de In fué verificado, en otros trabajos ^{43, 27, 48}, usando distintas geometrías e inclusive diferentes métodos.

Es de hacer notar que si se aplica un campo longitudinal H a un alambre el efecto que predica la teoría ⁴¹, es que $\rho_s(H)/\rho_b$ es una función monótona decreciente de H . Sin embargo un campo magnético aplicado a lo largo de una lámina ⁴⁷ aumenta, a campos bajos, el cociente $\rho_s(H)/\rho_b$ hasta que, a un determinado campo, empieza a decrecer, tendiendo a 1 cuando H tiende a infinito. La diferencia entre ambos casos está muy relacionada con la diferencia, ya discutida, para el transporte en alambres o láminas a campo magnético cero.

En el caso de alambres el número de electrones que se desplaza paralelo a la pared no contribuye a la conductividad y el efecto de un campo magnético es disminuir el número de choques de los electrones sobre la pared del alambre. Al aumentar el campo $\rho_s(H)$ disminuye por aumentar l_{ef} y tiende a ρ_b para H tendiendo a infinito.

En una lámina el número de electrones que se desplaza paralelo a las paredes es apreciable para la conductividad. Aplicar un campo magnético, por bajo que sea, hace que todos los electrones choquen contra la pared y la resistividad crece. La resistividad aumentará hasta que un campo magnético suficientemente intenso haga que los electrones describan órbitas suficientemente pequeñas como para disminuir los choques con las paredes. Cuando eso ocurre la resistividad empieza a disminuir. El campo magnético que define el máximo de la curva $\int_{\text{g}} (H)$, para una dada muestra, será función del impulso de los electrones; cuanto mayor sea el impulso a más altos campos ocurrirá el máximo.

DETALLES EXPERIMENTALES Y
METODO DE MEDICION

En la realización de las mediciones se utilizó el mismo equipo experimental y las mismas técnicas descriptas en la parte I. Consignaremos a continuación algunas variantes introducidas.

A partir de una lámina de Indio de 1,5 mm de espesor, obtenida según se detalla en la 1ª parte, se obtuvo por laminaciones sucesivas una lámina de 6×10^{-2} mm de espesor. Este proceso de laminación fué realizado entre planchas de teflón; se tuvo buen cuidado de vigilar la superficie de estas planchas para evitar modificaciones locales en el espesor de la muestra.

Obtenida la lámina se procedió a cortar muestras rectangulares de 5 mm de ancho.

Los alambres de Cu para medir tensión y temperatura se soldaron utilizando pintura de plata para microsoldaduras, debido a que en muestras de espesor tan reducido era imposible soldar con la técnica descripta en parte I. Estas soldaduras mostraron ser suficientemente resistentes durante los diversos experimentos realizados.

Los alambres de Cu se colocaron a unos 7 cm el uno del otro, el factor A/l se determinó a partir de mediciones eléctricas a temperatura ambiente. El valor obtenido fué

$$\frac{A}{l} = 3,65 \times 10^{-4} \text{ cm.}$$

El espesor se determinó a partir del valor de A/l y de los valores del ancho y el largo de la muestra medidos con un comparador. El valor obtenido para el espesor, d , fué de $3,2 \times 10^{-2}$ mm.

Antes de comenzar el experimento la muestra y montaje fueron sumergidos en aire líquido verificándose que no se producían deformaciones apreciables.

R E S U L T A D O S Y D I S C U S I O N

Se dijo, en la introducción, que el efecto de la magnetorresistencia debería ser descontado para poder comparar los resultados obtenidos con la teoría existente. El método utilizado es el sugerido por Olsen⁴³ y usado anteriormente con éxito para descontar la magnetorresistencia eléctrica en muestras de idéntica geometría²⁷ a las aquí utilizadas. Está basado en la validez de la regla de Kohler para el material en estudio, cuando las muestras sean suficientemente grandes como para no ser observable el efecto tamaño. Se mostró en la Parte I que tanto en el caso térmico como en el eléctrico se verifican las reglas de Kohler.

Conocida la regla de Kohler de un material y midiendo la resistividad a campo cero es posible deducir la resistividad a cualquier campo, dado que el valor dependerá solamente de $\omega \tau$. El campo magnético determina ω y la medición de la resistividad a campo cero determina τ . Lo dicho anteriormente es cierto si el tamaño de muestra no afecta el tiempo de relajación. Tal como se indicó el efecto del tamaño es hacer que el tiempo de relajación sea función de la dimensión de la muestra y del campo magnético. En este caso la regla de Kohler es de esperar que no se cumpla y mediciones experimentales así lo confirman^{43, 27, 9}.

El razonamiento de Olsen se basa en suponer que el tiempo de relajación a usarse en la regla de Kohler, está determinado por el valor del tiempo de relajación efectivo fijado por el efecto de tamaño. Supone que la regla de Kohler es válida si en cada campo se toma como tiempo de relajación al determinado por el efecto de tamaño. En ese caso la regla de Kohler se expresará como

$$\rho_{(H)} = \rho_s () \left[1 + F \left(\frac{H}{\rho_s (H)} \right) \right] \quad (19)$$

usándose una expresión similar para la térmica. En la fórmula (19) $\rho_s (H)$ es el valor de la resistividad, a campo H, fijada por el efecto de tamaño, si no hubiera magnetorresistencia.

Expresada así la regla de Kohler y teniendo en cuenta que se mide $\rho_{(H)}$ y H se puede determinar $\rho_s (H)$ mediante un proceso iterativo.

Los resultados de $\rho_{(H)}$ y $W(H)$ para la muestra investigada pueden verse en las figuras (15)(17)(18)(19)(20)(21)(22)(23)(24).

Es evidente, de las figuras, que tanto en el caso eléctrico como en el térmico hay un fuerte efecto de tamaño. Aplicando el método descrito, para restar la magnetorresistencia, se obtuvieron las curvas mostradas en las mismas figuras.

De la forma de las figuras se ve que, al menos cualitativamente, hay acuerdo con las curvas teóricas para el caso eléctrico. No ocurre lo mismo para las correspondientes térmicas.

Para hacer la comparación con la teoría, se representaron las curvas teóricas dadas por Yi-Han Kao ⁴⁷ en papel log-log. Esto es lo mismo que hacer una representación de $\rho_s (H)$ en función de H, puesto que \int_b y $\frac{d e}{m v}$ son factores que, en esta representación, desplazan la curva paralelamente al eje vertical y horizontal.

Las curvas experimentales se graficaron en la misma escala que las teóricas, sobre papel transparente, y mediante desplazamientos verticales y horizontales se determinaron las curvas teóricas que dan mejor acuerdo.

El acuerdo entre teoría y experimento es bueno para las mediciones de conductividad eléctrica. La cantidad que hay que desplazar horizontalmente la curva experimental, para encontrar

acuerdo con la teoría, determina el valor del impulso.

El correspondiente desplazamiento vertical determina \int_b y la curva elegida fija el valor de \underline{l} a la temperatura en que se realizaron las mediciones. Las curvas teóricas elegidas se muestran en figuras (15)(17)(18) y (19).

Con los resultados de conductividad térmica no fué posible encontrar acuerdo con la teoría.

En ²⁷ se dijo que el acuerdo entre teoría y experimento sólo era posible a las temperaturas más bajas en que se realizaron los experimentos.

El desacuerdo se atribuyó a que, a mayores temperaturas, la presencia de fonones hace más difícil el acuerdo con la teoría, puesto que esta última, supone un tiempo de relajación isotrópico para los procesos de interacción. Esa hipótesis es justificable experimentalmente, cuando la interacción es con impurezas. Los resultados obtenidos aquí parecen confirmar esa suposición pues al preparar estas muestras se introdujo más impurezas, que las registradas en ²⁷.

El valor de \int_b resultó mayor y, como puede verse, existe buen acuerdo en todo el rango de temperaturas. Los resultados obtenidos para \int_b , \underline{l} y mv se muestran en tabla II.

El acuerdo entre los resultados obtenidos aquí y los hallados en ²⁷ es bueno.

El que el impulso obtenido a partir de estas mediciones resulte algo menor que el obtenido en aquella oportunidad puede deberse a una distinta orientación media de los monocristales en la muestra. El valor $\int_b \times \underline{l}$ coincide con el hallado en ²⁷ y el encontrado, independientemente, por Lyoll y Cochran⁴² usando efecto skin anómalo, en muestras de igual geometría. Tomando el valor de AT^5 determinado en la parte I de este trabajo, y suponiendo que A sea independiente de la pureza, se puede comprobar que la variación con temperatura de la resis-

tividad, para una muestra con el ρ_b obtenido, está dentro del error con que se determina ρ_b , a temperaturas mayores que 3 °K. Sin embargo el valor de $\rho_b = 6,3 \times 10^{-10}$ ohm cm obtenido a 2,2 °K no tendrá un error mayor que el 10% y para una estimación, se podrá decir que el valor de la resistividad a $T = 0$ para la muestra en estudio y descontado el efecto de tamaño, sea del orden de 6×10^{-10} ohm cm.

Como se dijo no pudo obtenerse acuerdo entre teoría y experimento para el caso térmico. La razón para que esto ocurra podría ser la misma que hace que no pueda obtenerse acuerdo con la eléctrica al aumentar la temperatura. Otro punto objetable es el método para restar la magnetorresistencia; sin embargo es el mismo utilizado en el caso eléctrico con buenos resultados.

A campos cercanos a los 10 Koe, se puede decir que la resistividad térmica $W(H)$ está cercana a saturación. En este caso saturación significa que alcanzó el valor máximo por magnetorresistencia intrínseca y que el efecto de tamaño ha desaparecido por efecto del campo magnético.

En estas condiciones el método de Olsen para descontar la magnetorresistencia es seguramente correcto y el valor obtenido debiera ser muy cercano al valor de la resistividad de una muestra infinita, de igual pureza y a campo cero. Puede comprobarse lo dicho anteriormente en el caso eléctrico en donde el acuerdo con la teoría es bueno en todo el rango. Teniendo ρ_0 y suponiendo que $W_b = \frac{\alpha}{T} + \beta T^2$, se puede calcular α usando el número de Lorenz y tomando $\beta = 9,6 \times 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{°K watt}}$. En la figura (25) se muestran los resultados obtenidos con

$$L = 2,44 \times 10^{-8} \text{ watt } \text{°K}^{-2} \quad \text{y}$$

$$L = 5,6 \times 10^{-8} \text{ watt } \text{°K}^{-2} .$$

La recta llena corresponde a los puntos de 10 Koe de las

curvas de $W^S (H)$ en función de H a las distintas temperaturas.

De los resultados mostrados en esa figura se concluye que de ninguna forma el número de Lorenz teórico puede dar coincdencia con los resultados experimentales, ya que se obtiene un valor de W_b siempre mayor que los experimentales y en todo caso si no se alcanzó el campo de saturación el valor a esperarse, para la resistencia térmica de una muestra infinita, será menor que el señalado por la curva experimental. Si bien se han hecho algunas suposiciones no parece poder atribuirse a ellas la falta de acuerdo. Por otra parte es notorio el acuerdo encontrado haciendo uso del número de Lorenz determinado a partir de la muestra en la cual es despreciable el efecto de tamaño (Parte I).

Se han representado en figuras (26)(27) los valores de resistividad térmica y eléctrica obtenidos a partir de las curvas de las figuras (16) a (24) extrapolando a campo cero. Puede verse en ambas curvas que el acuerdo con las leyes T^5 T^3 es bueno. Si se calcula a partir de esas curvas el número de Lorenz para $T = 0$ se obtiene $L = 2,6 \times 10^{-8}$ watt ohm $^{\circ}K^{-2}$. Se puede concluir de estos resultados que el efecto de tamaño actúa principalmente como una impureza, cuando $H = 0$ y en función de T . En ese caso el número de Lorenz obtenido está muy cerca del teórico.

Si se descuenta la magnetorresistencia se obtiene buen acuerdo, con la teoría del efecto de tamaño, para la resistencia eléctrica; no ocurre lo mismo con los resultados térmi-cos. Si se usan esos resultados a campo de 10 Koe y los valores para \int_b , dados por la teoría, se encuentra que para pasar de la resistividad de una muestra infinita \int_b a la correspondiente térmica es necesario suponer un número de Lorenz muy parecido al obtenido, a partir de datos en una muestra de al-

ta pureza y sin efecto de tamaño.

Al igual que se hizo notar en ²⁷ se observó desacuerdo entre teoría y experimento, para las curvas de resistividad eléctrica, a campos magnéticos bajos. Es de notar que mientras que el acuerdo es bueno, para todas las temperaturas y a campos altos, el desacuerdo a campos bajos aumenta al aumentar T.

Una posible explicación sería que la contribución al efecto tamaño no proviniese de electrones con un solo impulso, hipótesis supuesta en la teoría. Es sabido que si la superficie de Fermi de un metal no es una esfera podrán tenerse electrones con distintos impulsos. El In tiene electrones de conducción en la segunda y tercera zona. Los electrones tienen impulsos del orden de $1 \times 10^{-19} \frac{\text{g cm}}{\text{seg}}$ y de $0,5 \times 10^{-19} \frac{\text{g cm}}{\text{seg}}$ respectivamente. Como se ve la diferencia es notoria.

A campo cero e infinito la mayor parte del fenómeno de transporte estará a cargo de los electrones de la segunda zona. Sin embargo los electrones de la tercera podrían contribuir fuertemente en campos intermedios, puesto que mientras que el campo puede ser suficientemente bajo como para no haber empezado a disminuir la resistencia de los electrones de la segunda zona, ya puede ser suficientemente elevado como para disminuir la resistividad de los electrones de la tercera.

En algunos casos puede hacerse comparables las conductividades asociadas a cada grupo de electrones.

Se hicieron cálculos del efecto de tamaño teniendo dos grupos de electrones con impulsos como los indicados anteriormente. La conductividad total es la suma de las conductividades de cada grupo. Para hacer estos cálculos se supuso que ambos tipos de electrones poseen el mismo camino libre medio. Fué posible demostrar lo dicho anteriormente e inclusive encontrar curvas que, cualitativamente, fueron muy parecidas a las encontradas experimentalmente. Sin embargo no pudo en-

contrarse curvas que cuantitativamente diesen mejor acuerdo que el hallado suponiendo un solo impulso.

Debido a que son muchas las variables a elegir el número de combinaciones posibles es muy grande y en cada caso el cálculo es muy tedioso. Debido a esto no es posible asegurar que una elección más acertada de las variables llevase a un resultado más acorde con los resultados experimentales. Por otra parte, los resultados obtenidos en este trabajo hacen dudoso que el desacuerdo se deba a lo indicado anteriormente. Para distintas temperaturas se encuentra, dentro del error del método, que el camino libre medio no varía. Si esto es así y dado que los posibles impulsos no pueden cambiar con la temperatura el desacuerdo debiera ser el mismo a las distintas temperaturas.

Sin embargo se pueden ver de las figuras (16)(17)(18)(19) que el desacuerdo varía con la temperatura aumentando con T.

Otra alternativa para la explicación del desacuerdo es el efecto que podrían tener los procesos de dispersión a pequeños ángulos en la resistividad de láminas delgadas. Tal como se discutió en parte I los procesos a pequeños ángulos no modifican mayormente el valor de la resistividad, sin embargo para una muestra fina el efecto puede ser muy diferente ⁴³. Un electrón que se desplaza paralelamente a las paredes de la lámina y sufre una dispersión a pequeños ángulos seguramente alcanzará la pared sufriendo una dispersión difusa. Es así que un efecto que en muestras de dimensión infinita pudiera ser despreciable se hace muy importante en muestras delgadas.

El efecto ha sido calculado por Azbel ⁴⁹ y por Husstad y Lothe ⁵⁰ a campo magnético cero.

Según los autores se manifiesta en una dependencia de temperatura distinta de T^5 , aunque no existe acuerdo, cuantitativo, en ambos trabajos. Para verificar las teorías es neces-

rio realizar mediciones en un amplio rango de temperaturas. Las únicas mediciones para comprobarlas son en Al^{51} y no muestran buen acuerdo con ninguna de ellas. Por otra parte hacer mediciones en función de temperatura tiene el inconveniente, como ya se mencionó, de la presencia de fonones a temperaturas altas.

El efecto debería verse en los resultados de resistividad a campos magnéticos bajos. El campo magnético obliga a los electrones, que se desplazan paralelos a las paredes, a chocar contra los contornos. En ese sentido compete con el efecto producido por los procesos a pequeños ángulos.

La dispersión a pequeños ángulos tiende a borrar el aumento de la resistividad a campos bajos. Cualitativamente este efecto puede verse en figuras (16)(17)(18)(19). Cuanto más alta es la temperatura mayor es el número de fonones y mayor debe ser la influencia de la dispersión a bajos ángulos. A campos suficientemente altos el efecto desaparecería porque el campo magnético sería el que defina el valor efectivo del camino libre medio. De esta forma se separan en dos partes los orígenes del desacuerdo observado. Por un lado el exceso de dispersión por fonones causaría un desacuerdo a lo largo de toda la curva. Esto parece ser confirmado por el hecho de que en muestras con \int_b mayores es mejor el acuerdo en función de T. Por otra parte en esas muestras a campos bajos sigue observándose un desacuerdo que aumenta al aumentar T e ese efecto podría deberse a la dispersión a bajos ángulos.

Sin embargo, es necesario un mejor conocimiento teórico del efecto de la dispersión a bajos ángulos y en presencia de campo, para poder arribar a alguna conclusión definitiva.

Con respecto a los resultados de resistividad térmica llama la atención el que pueda encontrarse acuerdo a campo cero ⁴⁵ y sea imposible hallarlo con campo. Si se atribuye el

efecto a la dificultad para definir un tiempo de relajación en presencia de fonones también debería haber desacuerdo a campo cero. Se concluye que o el acuerdo a campo cero es fortuito y proviene de que es más fácil encontrar acuerdo con las curvas teóricas que resultan en dicho caso, o la presencia de un campo magnético altera los resultados en forma completamente desconocida para la teoría. Es evidente que un mejor conocimiento teórico y experimental es necesario para poder interpretar los resultados térmicos. Un avance en ese sentido puede ser de suma utilidad pues permitiría, entre otras cosas, determinar el camino libre medio de electrones normales o superconductores para los procesos de transporte térmico⁴⁶, ayudando a la interpretación de esos procesos en materiales superconductores.

Además de la necesidad de un progreso en la teoría del efecto tamaño, puesta de manifiesto en el transcurso de este trabajo, se indicará aquí algunos de los experimentos realizables para aclarar algunos de los problemas planteados. Para determinar si el desacuerdo a bajos campos proviene de la presencia de más de un impulso en la distribución de electrones sería conveniente realizar mediciones en láminas monocristalinas, en donde se puede conocer la posible distribución de impulsos. Para asegurar que el desacuerdo térmico proviene de la presencia de fonones sería conveniente hacer los experimentos a temperaturas más bajas, en zona residual.

P A R T E III

R E S U M E N

Se describe el desarrollo diseño y puesta a punto de un me didor de nivel para líquidos criogénicos, de mayor sensibilidad que los conocidos hasta ahora.

Es de los denominados de "filamento caliente", se utiliza como detector un filamento de tungsteno de unos 4 micrones de espesor.

El método de construcción, desarrollado permite utilizarlo, sin excesivos cuidados, durante tiempo indefinido.

Para determinar la sensibilidad del detector se realizaron mediciones de nivel en termos con nitrógeno y helio líqui dos.

Los resultados obtenidos indican que la sensibilidad en la determinación del nivel es de 0,005 mm en He⁴ y 0,002 mm en N₂.

Se muestra el circuito utilizado, con el mismo detector, cuando no se desea máxima sensibilidad, sino mayor funcionalidad.

I N T R O D U C C I O N

La medición del nivel de líquidos criogénicos es de gran interés tanto en los laboratorios de bajas temperaturas como en aquella parte de la industria que está relacionada con la producción y utilización de dichos líquidos.

La clasificación de los distintos tipos de indicadores se basa en cuál es el elemento que actúa como detector. La variedad es amplia y se extiende desde simples flotadores hasta complicados circuitos electrónicos para medir capacidades, que varían con el nivel del líquido.

Una revisión de las propiedades, de los distintos tipos puede verse en la referencia ⁵².

En el presente trabajo se describe el comportamiento de un detector de alta sensibilidad y simple funcionamiento. Este detector puede ser usado en aquellos lugares en donde se desee una gran precisión en la determinación del nivel como así también, dada la simplicidad y el bajo costo, en lugares en donde la observación visual del nivel no sea posible. El detector es de los denominados de "filamento caliente". El principio operacional se basa en la distinta resistencia eléctrica que tiene un filamento, por el que pasa una corriente eléctrica, debido a la diferente temperatura que alcanza al ser refrigerado por el líquido o por el vapor.

Siguiendo la clasificación hecha por Burgeson et al.⁵² interesa la reproducibilidad del detector para un determinado nivel. En ese sentido se define una banda seca y otra húmeda que indican la reproducibilidad, con el detector saliendo del líquido o metiéndose en él respectivamente. Si ambas bandas no se superponen el espacio comprendido entre ellas se denomina banda muerta. Se denomina banda total a la que contiene a las tres. Cuanto menor sea la banda total mejor será la

reproducibilidad efectiva del nivel.

En referencia ⁵² se indica para detectores de alambre caliente, usados en hidrógeno, una banda húmeda de 0,05 mm, una seca de 0,03 mm y una banda total de 0,06 mm.

El detector que se describe aquí tiene una banda total de 0,006 mm en He⁴ líquido y de 0,002 mm en N₂ líquido. Este detector ha sido usado y estudiado ⁵³ en H₂ líquido, obteniéndose una banda total muy similar a la encontrada en nitrógeno y helio.

C O N S T R U C C I O N Y O P E R A C I O N

Tal como ha sido señalado por Wexler y Corax ⁵⁴ se logrará mayor sensibilidad cuanto menor sea el diámetro del alambre. Esto es debido a que tratándose de un problema de transferencia de calor, del alambre al líquido, es conveniente tener el máximo de superficie de contacto en relación al volumen del alambre.

Se utilizó alambre de tungsteno de, aproximadamente, 4 micrones de diámetro. El material presenta suficiente resistencia mecánica como para poder trabajar sin excesivos cuidados.

En la figura (28) se muestra el elemento detector con los alambres de corriente y una pieza de epoxy 100A que se utilizó como soporte y protección del detector.

Los conductores de corriente fueron de cobre de 0,4 mm de diámetro, se pasaron a través de dos agujeros hechos en la pieza de soporte y se fijaron a la misma con epoxy 100A. Una vez fijados los alambres al soporte se enrolla el filamento de tungsteno sobre uno de los conductores y se lo fija mediante pintura de plata ⁵⁵. Se deja secar la pintura y se procede a enrollar y pegar el otro extremo del tungsteno sobre el otro conductor de corriente. De esta manera se puede conseguir, sin mucha dificultad, que el filamento quede tirante entre los dos conductores, permitiendo mejorar la sensibilidad del detector. El tipo de unión aquí descrito ha sido utilizado en los detectores, que funcionan en el laboratorio desde hace varios meses, sin presentar dificultades mecánicas o eléctricas.

La longitud del filamento de tungsteno, medida desde un conductor al otro fué de 4 mm. Las prolongaciones de los alambres de Cu que sobresalen por debajo del filamento no pertur-

ban, notoriamente, el funcionamiento del detector.

El soporte de 100A tiene un centímetro de diámetro por dos de largo. En la parte hueca el cilindro es de 1 mm de pared. Los alambres conductores de cobre sobresalen un centímetro, por encima de la pieza soporte, para soldar los alambres de corriente de un longitud que se fija según las necesidades en cada caso. Para el tipo de mediciones que se describe en este trabajo se mostró conveniente fijar el soporte, con el detector, al extremo de un caño de plata alemana de 1 cm de diámetro y 1 metro de longitud. El otro extremo del caño termina en una bornera. Los conductores de corriente del detector se prolongaron hasta la bornera mediante dos alambres de cobre de 0,4 mm de diámetro aislados entre sí y del caño, mediante spaghetti de vidrio. Ambos alambres se colocaron en el interior del tubo de plata alemana.

Para medir la variación de la resistencia del filamento se utilizó un circuito puente de Wheaststone. En una de las ramas se colocó el detector y un miliamperímetro Daystrom - Weston de 300 mA fondo de escala y 0,2 ohms de resistencia interna. La fuente de tensión fué una Sorensen Q Nobatron QRB 15-2.

Como instrumento de cero se utilizó un Mili-microvoltímetro Hewlett-Packard modelo 425 A.

Para la obtención de los resultados que después se detallan se midió el nivel del He líquido contenido en un termo esférico de 25 l de capacidad y el nivel de nitrógeno líquido contenido en un termo esférico de 5 l. En ambos casos el líquido llenaba aproximadamente, la mitad del recipiente.

Para determinar el nivel es necesario realizar desplazamientos verticales del detector. Para conseguirlo se fijó el tubo de plata alemana a un carro móvil que permite dichos desplazamientos. Para poder medir los desplazamientos verti

cales se utilizó un palpador "Etalon" de 0,01 mm de desviación mínima, apoyado en la parte superior del tubo. La figura (29) muestra la distribución experimental.

Para obtener máxima sensibilidad se cuidó que el filamento estuviese tensionado por los alambres de cobre y para obtener máxima señal se lo colocó en posición horizontal.

Desplazando el detector hacia arriba y abajo se pudo observar que, a partir del momento en que el filamento tocaba el nivel del líquido, se producían variaciones continuas de la resistencia del filamento, para desplazamientos del orden de un milímetro. Esta variación se inicia al comenzar a introducirse el filamento en el líquido y termina al estar totalmente sumergido, la misma variación para un desplazamiento similar es observada al realizar el camino inverso, esto es, desde el líquido al vapor.

Para determinar la sensibilidad del detector se midió la variación de nivel del líquido, debido a su evaporación, en función del tiempo, para distintas potencias disipadas en el filamento.

Por lo dicho anteriormente, el detector funciona en forma continua dentro del rango de 1 mm, como se desea estudiar la precisión como medidor puntual se tomó como punto de detección del nivel a la posición del filamento, con respecto al líquido, tal que, si se equilibra el puente en esa posición, al sumergir el filamento en el líquido o sacarlo de él se produzcan desviaciones en el instrumento de cero de igual magnitud y distinto signo.

Para poder comparar la banda húmeda con la banda seca es necesario que la velocidad de evaporación sea la misma al realizar las mediciones correspondientes. Para estar lo más cercano posible a esa condición se midió alternativamente y a intervalos iguales desde afuera del líquido al nivel y desde el líquido al nivel.

RESULTADOS Y DISCUSION

1.- Medición en helio líquido.-

En la figura (30) se muestran los resultados de la medición de nivel del He líquido. Debido a la alta precisión del detector no pudo buscarse reproducibilidad de una medición a otra pues, como se ve en la figura, es capaz de detectar la variación de nivel, producida por evaporación de helio, en un intervalo de 30 segundos. Las mediciones se realizaron siguiendo el método descrito anteriormente. Para disminuir las perturbaciones erráticas al introducir o sacar el detector para determinar la banda húmeda o seca, respectivamente, las mediciones se realizaron en forma sistemática, cada 30 segundos, desplazando el detector 0,2 mm hacia abajo o arriba, según el caso, una vez determinado el nivel. Se lo mantenía en esa posición hasta 3 segundos antes de realizar la próxima medición, esos 3 segundos son suficientes para determinar el nivel correspondiente. Las diferentes rectas mostradas en la figura corresponden a las distintas corrientes utilizadas. La variación en la pendiente corresponde a las distintas potencias disipadas en el filamento, según la corriente utilizada. La resistencia del filamento fué determinada para cada valor de corriente. Se calculó por cuadrados mínimos las rectas que determinan la evaporación del termo para cada corriente, correspondientes a las mediciones con el detector sa cándose del líquido y con el detector sumergiéndose. En la tabla (3) se indican los valores obtenidos para cada corriente.

En el caso de que exista una banda muerta las dos rectas obtenidas para cada corriente no deberían coincidir. Por otra parte, teniendo en cuenta el método de medición, la pendiente para ambas curvas debiera ser la misma. Puede verse

de la figura que, dentro de la precisión experimental, no hay banda muerta. Se observa que las rectas correspondientes a una misma potencia tienen distintas pendientes. Para determinar si la diferencia de pendientes está dentro del error experimental se calculó por cuadrados mínimos la mejor recta definida por la totalidad de los puntos y se determinó el error de la pendiente, comprobándose que la diferencia entre la pendiente de esta recta y de las rectas correspondientes a las bandas húmeda y seca está dentro del error experimental.

Puede verse de la figura y de lo dicho anteriormente que, salvo en el caso de las rectas correspondientes a una corriente de 45 mA, las bandas húmeda y seca coinciden. Las rectas correspondientes a una corriente de 46 mA hacen notoria la diferencia entre la banda húmeda y la banda seca. La potencia disipada, en este caso, disminuye notoriamente la sensibilidad del método.

Los errores por medición que se indican en la tabla (3) fueron calculados, excepto para las rectas de 46 mA, con respecto a la mejor recta definida por todos ellos. Para las rectas obtenidas con corriente de 46 mA se calculó el error correspondiente a la banda seca y húmeda.

Para elegir la corriente óptima, con respecto al funcionamiento del detector, se graficó el error medio por medición en función de corriente, figura (31), puede verse que dicha corriente está comprendida entre 80 y 120 mA. El punto lleno para 45 mA corresponde al error por medición cuando el detector es sumergido, mientras que la cruz indica el error cuando el detector es sacado. Puede observarse que mientras que el primero cae en la curva definida por los puntos de mayor potencia, el segundo marca un valor mucho mayor. Este aumento del error se debe a que la potencia no alcanza a disipar rápidamente el líquido que moja el filamento. El aumento

del error a mayores potencias es atribuido a perturbaciones locales del nivel introducidas por una excesiva evaporación de líquido.

Se puede ver un gráfico de la variación de la pendiente de las rectas de evaporación en función de la potencia disipada, figura (32).

2.- Mediciones en Nitrógeno líquido.

Utilizando el método ya indicado se hicieron mediciones en nitrógeno líquido.

Las curvas de evaporación obtenidas se ven en la figura (33). Es de hacer notar que no fué posible diferenciar la banda seca de la húmeda con las corrientes utilizadas.

La tabla (4) indica las corrientes utilizadas, los errores medios por medición, potencia disipada, resistencia del filamento y pendiente de la recta para cada corriente de medición.

Al igual que en el caso de helio se graficó el error medio por medición en función de la corriente empleada. ^{Fig.(34)} Puede observarse que para este caso la corriente óptima está al rededor de los 80 mA. El error medio es un factor 2 menor que en He y muy similar al determinado anteriormente para hidrógeno ⁵³, seguramente puede atribuirse a la mayor viscosidad, del nitrógeno e hidrógeno líquido, que ayudaría a amortiguar las perturbaciones.

La resistencia del detector a temperatura ambiente es de aproximadamente 8 ohms y tal como puede verse en ningún caso se ha alcanzado ese valor. Esto asegura que, con las potencias utilizadas, es imposible fundir el filamento.

Las propiedades del detector funcionando en He y N₂ líquidos son similares a las obtenidas para H₂ ⁵³.

Si se desea conocer el nivel con una precisión no mayor que 0,5 mm, puede usarse el circuito de la figura (35). Este cir

cuito, con el detector descrito, permite una rápida y segura determinación del nivel. El instrumento de cero es un miliamperímetro de 0 - 10 mA. Las resistencias R_1 , R_2 , R_3 , R_4 y R_5 actúan como protectoras del mA y se conectan según el desbalance del circuito. Las fuentes de tensión son pilas comunes de linterna de 1,5 V. Con R_7 se simboliza al filamento detector. R_6 es un reóstato variable utilizado para balancear el circuito, de tal forma que la corriente por el mA sea aproximadamente nula cuando el detector esté afuera o dentro del líquido, según se desee. Mientras se realiza esta operación hay que evitar hacer nula la resistencia R_6 pues, en ese caso, el filamento podría quemarse.

Se eligen las posiciones 1, 2 y 3 según la sensibilidad que sea necesaria. Una vez elegida la posición del reóstato, tal como se indicó, el sumergir o sacar el nivel del líquido produce, en la escala de mayor sensibilidad, una variación de señal que abarca el 80% de la escala del instrumento.

Una vez fijada la posición del reóstato no es necesario variarla pues el desbalance que se produce al tener el detector a temperatura ambiente no puede ser causa de que el filamento se queme.

Se puede concluir diciendo que se ha construido un detector de mayor sensibilidad que los registrados en la literatura, de fácil manejo y muy bajo costo.

R E F E R E N C I A S

- 1 - Ziman, J.M. Electrons and Phonons, Clarendon Press (1960).
- 2 - Garfinkel, M. y Lindenfeld, F. Phys.Rev. 110, 883 (1959).
- 3 - Guenault, A.M. Proc.Roy.Soc. A 262,426 (1961)
- 4 - Meaden. Electrical Resistance of Metals. The international Cryogenics Monograph Series. Plenum Press (1965).
- 5 - Pippard, A.B. Reports on Progress in Physics 23, 176, (1960).
- 6 - Klemens, F.G. y Jackson, J.L. Physica 30, 2031, (1964).
- 7 - Mac Donald, D.K.C. and Mendelssohn, K. Proc.Roy. Soc. A 202, 103 (1950)
- 8 - White, G.K. Phil.Trans.Roy.Soc. (London) A 251, 273 (1959).
- 9 - Wyder, P. Phys.Kondens.Materie 3, 263 (1965)
- 10 - White, G.K. y Woods, S.B. Rev.Sci.Inst. 28, 638 (1957)
- 11 - Reich, R. Kinh, V.Q. y Baunarin, J. Compte.Rendu. Acad.Sci. (Paris) 258, 3014, (1964).
- 12 - Alexandrov B.N. y D'yakov, I.G. Sov.Phys.JETP 16, 503, (1963).
- 13 - Van der Berg, G.J. Physica 14, 111, (1968)
- 14 - Olsen, J.L. y Rosemberg, H.M. Advances in Physics 2, 28, (1953).
- 15 - Klemens, F.G. Handb.d.Phys. 14, (1956).
- 16 - Pippard, A.B. Low Temperature Physics. Les Houches (1951).
- 17 - Berman, R. y Mac Donald, D.K.C. Proc.Roy.Soc.

- A 209, 368 (1951).
- 18 - Berman, R. y Mac Donald, D.K.C. Proc.Roy.Soc. A 203, 75, (1950).
 - 19 - Zavaritskii, N.V. JETP 12, 1093, (1961).
 - 20 - Sondheimer B.H. Proc.Roy.Soc. A 203, 75, (1950).
 - 21 - Feierls, R. Ann.Phys. 4, 121 (1930); 5, 244 (1930).
 - 22 - Feierls, R. Ann.Phys. 12, 154, (1932).
 - 23 - Klemens, P.G. Proc.Phys.Soc. (London) A 64, 1030, (1951).
 - 24 - Ziman J.M. Proc.Roy.Soc. A 226, 436, (1954).
 - 25 - Little, W.A. Canad.Jour.of Physics 37, 334, (1959).
 - 26 - Challis, L.J. y Cheeke, J.D. Proc.Phys.Soc. 83, 109, 1964.
 - 27 - De la Cruz, F., de la Cruz, M.E., Cotignola, J.M. Phys.Rev. 16, 575 (1967).
 - 28 - Cotignola, J.M. Tesis (1968)
 - 29 - Johnson, R.C. y Little, W.A. Phys.Rev. 130, 596, (1963).
 - 30 - Challis, L.J., Dransfeld, K. y Wilks, J. Proc.Roy. Soc. 260, 31, (1961).
 - 31 - Challis, L.J. Proc.Roy.Soc. 30, 575, (1962).
 - 32 - Strelkov, P.G. y Walker, E.J. Rev.Sci.Inst. 30, 384 (1959).
 - 33 - Roach, W.R., Wheatley, J.C., Mota de Victoria, A.C. Rev.Sci.Inst. 35, 634, (1964).
 - 34 - Anderson, A.C., Salinger, G.L. y Whatley, J.C. Rev. Sci.Inst. 32, 1110, (1961).
 - 35 - Jones, R.E. y Toxen, A.M. Phys.Rev. 120, 1167 (1960).
 - 36 - Olsen, J.L. Electron Transport in Metals. Interscience publishers (1962).

- 37 - Sondheimer, E.H. y Wilson, A.H. Proc.Roy.Soc.(London) A 190, 435, (1947).
- 38 - Pippard, A.B. Proc.Roy.Soc. 282, 464,(1964) .
- 39 - De la Cruz, M.E. , Cotignola, J.M., de la Cruz, F. , Bressan, O. , Luengo, C. Presentado para su publicación al Phys.Rev. Detalles del trabajo pueden verse en Tesis M.E.de la Cruz (1968).
- 40 - Mendelssohn, K. y Rosemberg, H.M. Proc.Roy.Soc. 213, 190,(1953).
- 41 - Sondheimer, E.H. , Advances in Physics, 1, 1, (1952)
- 42 - Andrew, Fov.Roy.Soc. (London) A 62, 77 (1949).
- 43 - Olsen, J.L. Helv.Phys.Acta 31, 713, (1958).
- 44 - Alekxandrov, B.N. Soviet Phys.J.E.T.P. 16, 286 (1963).
- 45 - Holwech y Jeppesen Phil.Mag. 15, 217 (1967).
- 46 - Olsen, J.L., Waldvogel, Wyder, F. Helv.Phys.Acta 39, 351,(1966).
- 47 - Yi - Han Kao Phys.Rev. 138, 412 (1965).
- 48 - Lyall, K.R. y Cochran, J.F. Phys.Rev. 159, 517 (1967).
- 49 - Ya Az'bel, M. y Gurzhi, R.N. Soviet Physics JETP 15, 1133, (1962).
- 50 - Husstand, B. y Lothe, J. Physica Norviega 2, 257, (1967).
- 51 - Holwech, I. y Keppesen, J. Phil.Mag. 15, 217,(1967).
- 52 - Burgeson, E.A. Pestalozzi, W.G. y Richards, R.J. Advances in Criogenic Engineering 9, 415, (1964).
- 53 - Platzeck, R. , de la Cruz, F., Zandron, O. No publicado.
- 54 - Waxler y Corax Rev.Sci.Inst. 22, 941 (1951).
- 55 - Pintura de plata para microsoldadura. G.E.Electronics nº 21-1.

