

**NUMERO
EXTRAORDINARIO**



FRONTERA

**REVISTA ACADEMICA
UNIVERSIDAD DE LA FRONTERA
TEMUCO-CHILE**

JORNADAS NACIONALES DE FISICA 1983

**NUMERO
EXTRAORDINARIO**



FRONTERA

**REVISTA ACADEMICA
UNIVERSIDAD DE LA FRONTERA
TEMUCO-CHILE**

JORNADAS NACIONALES DE FISICA 1983

SUMARIO

PROLOGO	11
GEOFISICA	13
- ESTUDIO MAGNETOTELURICO EN LA ZONA DE CHIU-CHIU (2da. Región)	
G. Yáñez	15
- VARIACIONES GEOMAGNETICAS Y SU UTILIZACION EN ESTUDIOS DE ANOMALIAS DE CONDUCTIVIDAD EN LA TIERRA	
J. Bannister, R. Robertson	18
- ESTRUCTURA DE LA CORTEZA TERRESTRE ENTRE LATITUDES 33° - 34° S	
P. Acevedo, M. Pardo	22
- CAMPO DE ESFUERZOS REGIONAL EN CHILE CENTRAL	
M. Pardo, P. Acevedo	26
- DETERMINACION DE LA ESTRUCTURA SISMICA TRIDIMENSIONAL EN LA REGION CENTRAL DE CHILE	
I. Herrera	31
- MEDIDAS DE EXTINCION DE RADIACION LASER EN ATMOSFERA URBANA	
L. Catalán, J. Piña	34

- ESTUDIO PRELIMINAR DE LA INSOLACION EN LA CIUDAD DE TEMUCO - CHILE (1981-1983)

M. Ramírez

37

- ALGUNOS PARAMETROS CLIMATICOS DE CONCEPCION Y EL DESPLAZAMIENTO DEL LUGAR DE PRESION MAXIMA EN CHILE

N. Saavedra

40

- ABSORCION RADIOELECTRICA AURORAL EN SYOWA ANTARTICA

A. Foppiano, J. López

43

- PROYECCIONES DEL ESPECTRO ROTACIONAL EN GEOFISICA

B. Malet

46

- VIENTOS DE BARRERA EN LOS ANDES DE CHILE CENTRAL

J. Rutllant

49

- JET HACIA EL POLO FUERA DE LAS COSTAS PERUANAS

S. Salinas, G. Shaffer

53

- ON THE UPWELLING CIRCULATION OVER THE WIDE SHELF OFF PERU: 1. CIRCULATION

G. Shaffer

56

- MODELACION NUMERICA DE LA CIRCULACION EN BAHIAS

H. Fuenzalida, R. Grunefeld

57

- SINTESIS HISTORICA DE LAS ERUPCIONES DEL VOLCAN VILLARRICA (CHILE)	
P. Rizzo, G. Fuentealba, L.H. Urra	61
- NIVELES DE MICROSISMICIDAD DEL VOLCAN VILLARRICA	
G. Fuentealba, L.H. Urra, R. Dunlop	65
- ANOMALIAS GRAVITACIONALES EN AREAS VOLCANICAS	
MONUMENTACION EN EL VOLCAN VILLARRICA	68
M. Araneda, M.S. Avendaño	
- MATRICES DE GRAM GENERALIZADAS	
V. Valderrama	73
FISICA DE MATERIALES	77
- ESTUDIO DEL PROCESO DE AD-DESORCION DEL H_2 EN W	
MEDIANTE E.S.D. Y P.T.D	
F. González	79
- EFECTO DE LA IRRADIACION CON RAYOS γ SOBRE LA	
CONDUCTIVIDAD IONICA DE CRISTALES DE KBr	
F. Mariani, J. Vignolo	83
- ESTUDIO POR DIFRACCION DE NEUTRONES DEL CONDUCTOR	
SUPERIONICO $Bi_6 WO_{12}$	
G. Zelada, C. Infante	85

- DETECCION DE RESONANCIAS DEL PLASMA EN PELICULAS DE PLATA

L. Catalán, J. Muñoz, E. Núñez

89

- CARACTERIZACION MAGNETICA Y ESTRUCTURAL DE OXIDOS MIXTOS ($\text{Ba}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$)

B. Carrasco, C. Infante

94

- APROXIMACION CRITICA AL CAMPO CRISTALINO DE COMPUESTOS II - VI SOBRE Cr^{2+}

M. Flores, J. Rivera, E. Vogel

98

- COEFICIENTE DE DIFUSION DEL CENTRO F

L. Da Silva, C. Acuña, J. Manríquez

101

- ESTUDIO DEL SCATTERING ELASTICO ^4He - LiF CON UN POTENCIAL ATOMO-SUPERFICIE GENERADO POR UN POTENCIAL ATOMO-ATOMO

G. Urzúa, H. Massmann

105

- MODELO DE POTENCIAL PARA LOS HALUROS

C. Galilea, F. Claro

109

- UBICACION DE LAS TRAMPAS TERMOLUMINISCENTES EN LA CALCITA

R. Leiva

112

- CALOR ESPECIFICO DE MAGNETOS AMORFOS J. Pozo	113
- TERMODINAMICA DEL MODELO DE HUBBARD GENERALIZADO C. Henríquez, J. Rössler, M. Kiwi	116
- DENSIDAD DE ESTADOS PARA ELECTRONES CRISTALINOS EN CAMPO ELECTRICO M. Pacheco, F. Claro	120
- FORMULACION NO LINEAL DE LA ECUACION DE HARPER M. Orszag, R. Ramírez, F. Claro	123
- SOLITONES EN EL MODELO DE HEISENBERG 1D ANISOTROPICO CON INTERACCION BICUADRATICA R. Ferrer	124
- CRITERIO PERTURBATIVO PARA RESONANCIAS EN MATERIA PARTICULADA F. Claro	127
- CONSIDERACIONES ENERGETICAS ACERCA DE LA INTERACCION BORDE DE GRANO-PRECIPITADO C.H. Wörner, S. Romero	130
- DISEÑO Y CONSTRUCCION DE UN GENERADOR ULTRASONICO DE POTENCIA J. Ferrer, L. Gaete, L. Hernández, R. Oyarzún	133

- ESTADISTICA DE LA FRACTURA DE VIDRIO ROTO POR COMPRESION

P. Kittl, M. León, G.M. Camilo

137

- ECUACIONES INTEGRALES QUE SE OBTIENEN EN LA TEORIA ESTADISTICA DE LA FRACTURA DE BARRAS CILINDRICAS SOMETIDAS A LA FLEXION

P. Kittl, G. Díaz

140

CONFERENCIAS INVITADAS

- UNIVERSALIDAD Y CAOS

Miguel Kiwi

145

- ESTRUCTURA GEOFISICA Y GEOLOGICA DE LA ZONA SUR DE CHILE

Edgar Kausel

145

- DESDE FERMAT A LA ARITMETICA ACTUAL

Ricardo Baeza

145

P R O L O G O

Este número extraordinario de la Revista Frontera, editada por la Vicerrectoría Académica de la Universidad de la Frontera, tiene como objetivo único el publicar los resúmenes de los trabajos aceptados para ser presentados en las Jornadas Nacionales de Física.

La Sociedad Chilena de Física organiza, entre otros eventos científicos, Jornadas Nacionales las cuales en el año 1983 tienen lugar en Temuco, patrocinadas por la Facultad de Ingeniería de la Universidad de la Frontera. En esta oportunidad se llamó a la presentación de trabajos sobre dos áreas de interés local: Geofísica y Física de Materiales, para ser presentados y discutidos durante los días 15, 16 y 17 de Diciembre de 1983.

Un Comité Organizador integrado por los profesores: John Bannister, Rodrigo Ferrer, Carlos Infante y Eugenio Vogel, tuvo a su cargo diversos aspectos generales de la organización de las Jornadas.

Un Comité Local, en el cual participaron de una u otra forma todos los profesores del Departamento de Ciencias Físicas de la Universidad de la Frontera, cubrió los más diversos aspectos prácticos de la organización de las Jornadas.

El auspicio de las firmas comerciales Banco de Chile, Dimacofi, Frindt y Cía. Ltda., Industrias Fourcade, Rosen y Hoteles de la Frontera, ha hecho posible aspectos tales como becas a estudiantes, difusión de las Jornadas, impresión de la presente Revista y varios otros.

TEMUCO, diciembre de 1983

GEOFISICA

G.Yáñez

Servicio Nacional de Geología y Minería

Resumen. Se presentan los resultados del análisis de la información Magnetotelúrica en la estación situada en Chiu-Chiu (2°Región). Se observa una capa altamente conductora a una profundidad aproximada de 20 Km., la cual posiblemente está asociada al volcanismo de la zona.

I.INTRODUCCION

El método Magnetotelúrico, ideado por Cagniard (1953), es una técnica de prospección geofísica, que permite determinar las propiedades eléctricas de la corteza y manto terrestre. Ha sido aplicado con éxito en la detección de fuentes termales, capas subterráneas, petróleo, etc.

La estación Chiu-Chiu forma parte de un vasto proyecto de investigación Chileno-Alemán (depto. de Geología y Geofísica U. de Chile y U.Libre de Berlin), destinado al conocimiento de la tectónica de la 2°Región. Además del método Magnetotelúrico están involucrados los métodos Gravimétricos, Sísmicos y Paleomagnéticos.

II.TEORIA

Las variaciones rápidas del campo geomagnético, están asociadas, principalmente, a la presencia de corrientes Ionosféricas. Estas corrientes inducen un campo electromagnético que incide sobre la superficie terrestre. Parte de la energía contenida en la onda electromagnética, es transmitida a la corteza y manto terrestre, una pequeña fracción de esta energía transmitida es reflejada a la superficie. En ella está contenida la información de las

propiedades eléctricas del medio por el cual se ha propagado la onda.

La razón entre los espectros del campo eléctrico y magnético horizontal, definen la función impedancia de onda (Z), la cual depende exclusivamente de las propiedades eléctricas del medio y el periodo (T). La expresión analítica de (Z) se obtiene de resolver las ecuaciones de Maxwell para la propagación de un frente de ondas plano (fuente homogénea), en un medio estratificado de propiedades eléctricas homogéneas.

Ahora bien, si la onda electromagnética, no está polarizada según la dirección de un eje coordenado, la impedancia de onda se transforma en un tensor de impedancias [Z], definido como:

$$[Z] = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix}$$

Los valores propios del tensor de impedancias (λ^+, λ^-) definen los estados de polarización de la onda electromagnética, los cuales están asociados a las direcciones según las cuales existe isotropía en las propiedades eléctricas (si la estructura es isótropa en todas direcciones, $\lambda^+ = \lambda^-$).

Para efectuar la interpretación, se definen las resistividades aparentes y las fases, según cada dirección de polarización.

$$\rho_a^+ = 0.2 \cdot T |\lambda^+|^2 ; \quad \phi^+ = \arctg (\lambda^+)$$

$$\rho_a^- = 0.2 \cdot T |\lambda^-|^2 ; \quad \phi^- = \arctg (\lambda^-)$$

$\rho_a^\pm$: resistividad aparente

$\phi^\pm$: fase

III.RESULTADOS

El procesamiento y la interpretación se realizó utilizando los procedimientos descritos en Yáñez (1983). La interpretación se centró en la dirección definida por Λ^- (dirección NW). En donde el modelo que mejor ajusta los datos reales, es un sistema de 2 capas, con una primera capa de resistividad 3.0 ± 0.5 (ohm-m) y espesor de 20 ± 1 (km), y un semi-espacio de resistividad 0.10 ± 0.05 (ohm-m).

En la figura 1, se comparan las curvas reales (Rodat y Fidat), con las curvas teóricas (Roteo y Fiteo), correspondientes al modelo determinado en el proceso de interpretación.

En el modelo obtenido, el semi-espacio conductor resulta ser muy singular. Esto se debe a que en las rocas más comunes, resistividades del orden de 0.1 (ohm-m), son alcanzadas a grandes profundidades (~ 100 km), en donde la presencia de altas presiones y temperaturas provoca una disminución en la resistividad. Luego, una explicación a este comportamiento anómalo es asociarlo a la actividad volcánica de la zona (cámaras magmáticas, fuentes hidrotermales, etc).

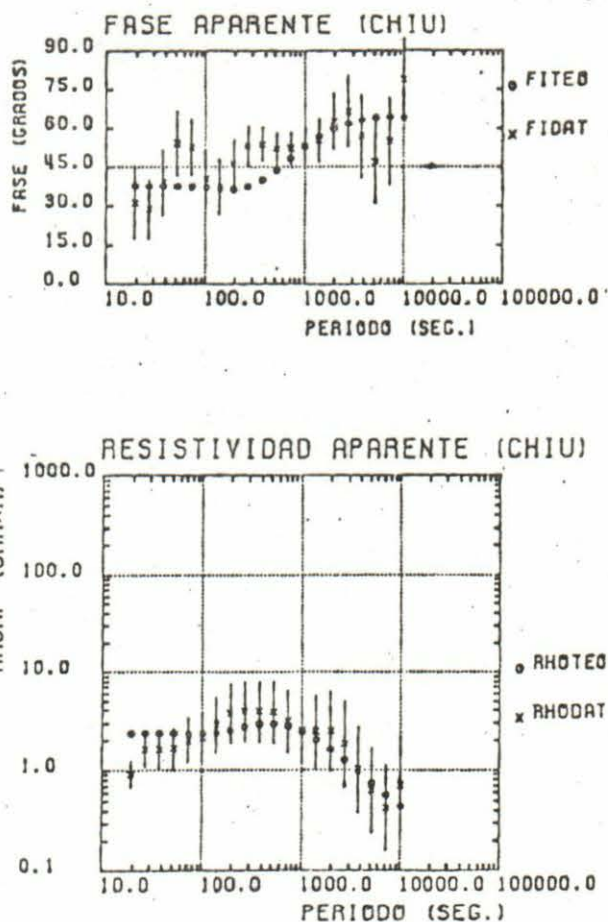


FIGURA 1

BIBLIOGRAFIA: G.Yáñez (1983) "El Método Magnetotelúrico"
Tesis de Magister en Geofísica, U. de Chile.

VARIACIONES GEOMAGNETICAS Y SU UTILIZACION

EN ESTUDIOS DE ANOMALIAS DE CONDUCTIVIDAD EN LA TIERRA

J. Bannister *, R. Robertson +

* Depto. Geología y Geofísica, Universidad de Chile

+ Geosource Exploration Co., Chile

Resumen. Se presenta un estudio de anomalías en la conductividad eléctrica de la tierra a través del análisis de las variaciones temporales del campo geomagnético registradas por una red de magnetómetros de tres componentes. El área en estudio cubre la región de Chile Central entre las latitudes de 30° y 34° S y una extensión de 300 Km. desde la costa hacia el Este. Resultados de este estudio muestran la existencia de una anomalía de conductividad al Sur-Este de la red, bajo la cordillera, anomalía que puede estar asociada al cambio de ángulo de subducción de la placa de Nazca bajo el continente americano.

I INTRODUCCION

Resultado de un estudio con una red de 14 magnetómetros, operada en 1972 en el entorno de la Cordillera de los Andes en Chile Central se insinúa la existencia de una anomalía de conductividad bajo los Andes y al sur del límite de la red de magnetómetros (33.5° Lat. S). Con el objeto de conocer mejor esta anomalía, se operó en 1978-1979 una red de 5 magnetómetros que cubrió hasta los 34° Lat. S.

II TEORIA

El comportamiento peculiar de la componente vertical de las variaciones geomagnéticas de período corto han sido observadas en muchas regiones del mundo. Se interpreta ahora en términos de una distribución anómala de conductores en la corteza y manto superior

de la tierra.

La variación de la componente vertical ΔZ se relaciona a las componentes horizontales por una ecuación lineal

$$\Delta Z = A \cdot \Delta H + B \cdot \Delta D$$

Los coeficientes A y B son funciones complejas, dependientes de la frecuencia y se les denomina "Funciones de transferencia", estas funciones en general describen muy bien las características de las anomalías de conductividad.

Las funciones de transferencia son obtenidas por el método de análisis de los espectros de potencia. Espectros de potencia de autocorrelación y correlación cruzada son calculados de los datos mediante la técnica de Blackman y Tukey (1958).

Las funciones de transferencia en función de los espectros de potencia están dados por

$$A = \frac{P_{ZH} \cdot P_{DD} - P_{DH} \cdot P_{ZD}}{P_{HH} \cdot P_{DD} - P_{HD} \cdot P_{HD}}$$

$$B = \frac{P_{ZD} \cdot P_{HH} - P_{HD} \cdot P_{ZH}}{P_{HH} \cdot P_{DD} - P_{HD} \cdot P_{HD}}$$

Siendo P_{HH} , P_{DD} el espectro de autocorrelación y P_{ZH} , y similares, los espectros de correlación cruzada.

Si C_H es la transformada compleja de Fourier de H y C_H^* su conjugada, entonces para una serie de tiempo de duración T_0

$$P_{HH} = (C_H \cdot C_H^*) / T_0 \quad P_{ZH} = (C_Z \cdot C_H^*) / T_0$$

En general A y B son funciones complejas con partes reales A_r y B_r , y partes imaginarias A_i y B_i respectivamente.

Los vectores de inducción en Fig. 1 están relacionados con A y B por: Vector de inducción en fase = - $[\bar{A}_R i + B_R j]$

$$\text{Vector de inducción en cuadratura} = - [\bar{A}_I i + B_I j]$$

Los vectores están dirigidos a las regiones conductoras y transversales a las corrientes inducidas en ellas.

III INTERPRETACION DE RESULTADOS

Diversas subtormentas magnéticas registradas por la red de magnetómetros, fueron utilizadas para obtener los vectores de inducción en fase que se presenta en la figura 1 para el período de 15 minutos. El efecto conductor del océano es predominante para todas las estaciones cercanas a la costa. Este efecto disminuye a medida que se aleja del océano, esto se observa evidenciado por la menor magnitud de los vectores a medida que se alejan de la costa, aunque mantienen su dirección. Similares mapas fueron obtenidos para diferentes períodos entre 120 y 10 minutos. Sólo en períodos menores de 25 minutos se observa el efecto de un cuerpo conductor al Sur Este de la red, indicado por la magnitud y dirección de los vectores cercanos a la anomalía. El efecto de la anomalía logra influenciar la estación de la costa produciendo una disminución de su magnitud y una rotación hacia el sur, Fig. 1.

Suponiendo una resistividad de 800 a 1000 Ω -m de la corteza en la región de la anomalía, se puede inferir un modelo de conductividades en un perfil E-W a la latitud 34°S como se muestra en figura 2.

Existe una relación entre la conductividad eléctrica y la temperatura en la corteza y manto superior por lo que la anomalía detectada en este estudio puede estar asociada al cambio del ángulo de subducción de la placa de Nazca bajo el continente americano. Por evidencias sismológicas, este cambio se ha ubicado aproximadamente en la latitud de 34°S. La presencia de un volcanismo activo que comienza en esta región y se extiende a lo largo de la cordillera hacia el Sur es otra característica que indica la presencia de cámaras magnéticas más superficiales.

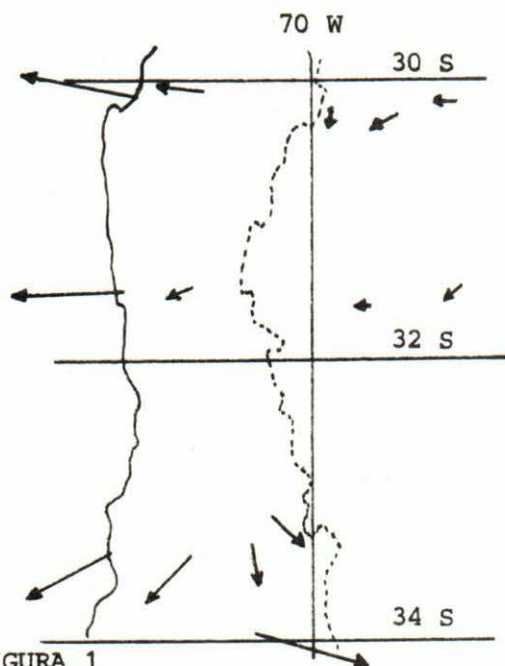


FIGURA 1
Vectores de Inducción (en fase) para
período de 15 minutos

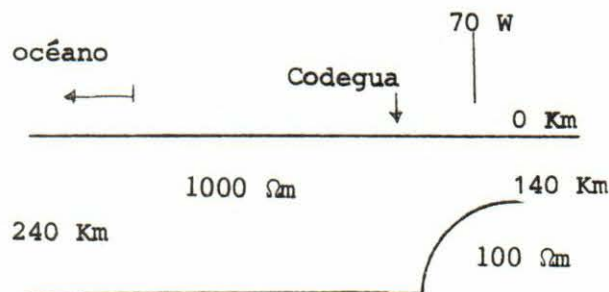


FIGURA 2
Modelo de resistividad a los 34° Lat.
Sur

BIBLIOGRAFIA

- Robertson, R. "Estudio Geomagnético en los Andes Centrales". Tesis de Título en preparación, 1983.
- Blackman, R.B. y J.W. Tukey "The Measurement of Power Spectra". Dover Publications, New York, 1958.
- Gough, D.I. y J.H. de Beer "Source-Field Bias in Geomagnetic Transfer Functions: A Case History; J. Geomagn. Geoelectr., 32, 1980.

ESTRUCTURA DE LA CORTEZA TERRESTRE ENTRE LATITUDES 33°- 34° S

P. Acevedo , M. Pardo .

Depto. de Geología y Geofísica, Facultad de Ciencias
Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile.

Resumen. A partir del método de velocidades aparentes mínimas (VAM), se obtiene un modelo de espesores y velocidades para ondas P para la corteza terrestre entre latitudes 33°- 34°S, correspondiente a Chile Central. El resultado indica dos capas planas horizontales con espesores de 25 y 30 Km. respectivamente. Las velocidades son 5.6 Km./seg. para la primera capa, 7.0 Km./seg. para la segunda y 8.2 Km./seg. para el semiespacio por debajo de ellas.

I. INTRODUCCION

Para la obtención de buenos resultados en el cálculo de hipocentros para una región, es necesario conocer a lo menos en forma aproximada la estructura que conforma la corteza terrestre en dicha zona.

Conociendo esta estructura es posible obtener los tiempos de recorrido para las diferentes ondas sísmicas que convergen en una estación sismológica, a partir de un foco dado.

II. METODO UTILIZADO.

A partir del parámetro $p = dT/d\Delta$, que es constante a lo largo de un rayo sísmico y tiene relación con la velocidad de la capa de máxima penetración, podemos definir la velocidad aparente como su inverso.

Por lo tanto la velocidad aparente estará dada por

$$VA = d\Delta/dT \quad (1)$$

y en general para un medio estratificado en capas planas horizontales

$$VA = V_i / \text{sen}\theta_i$$

para el caso de la capa i-ésima.

Lo anterior nos lleva a obtener un gráfico de tipo escalonado en forma creciente para la VAM versus distancia epicentral. En este gráfico los escalones están separados a distancias correspondientes a tiempos de llegadas iguales (distancias críticas D) entre los rayos sísmicos directos y refractados.

Las VAM serán las velocidades de las diversas capas, mientras que los espesores de ellas se obtienen a partir de las distancias críticas. Para esto se utiliza la siguiente relación (2)

$$H_n = \frac{V_n}{\cos\theta_{n,n}} \left[\frac{D_n (V_{n+1} - V_n)}{2V_{n+1}V_n} + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{H_i}{V_i} (\cos\theta_{n-1,i} - \cos\theta_{n,i}) \right]$$

en donde, V_i son las velocidades desde el gráfico de VAM, θ_{ij} corresponden a los ángulos de incidencia de los rayos sísmicos en las capas y H_i son los espesores a calcular.

APLICACION DEL METODO.

A partir de un número de 44 eventos sísmicos procesados por el Servicio Sismológico de la U. de Chile,

se obtuvo el diagrama de VAM (fig.1). Aplicando la ecuación (2) se realizó la inversión de los datos, cuyo resultado se presenta en la tabla 1.

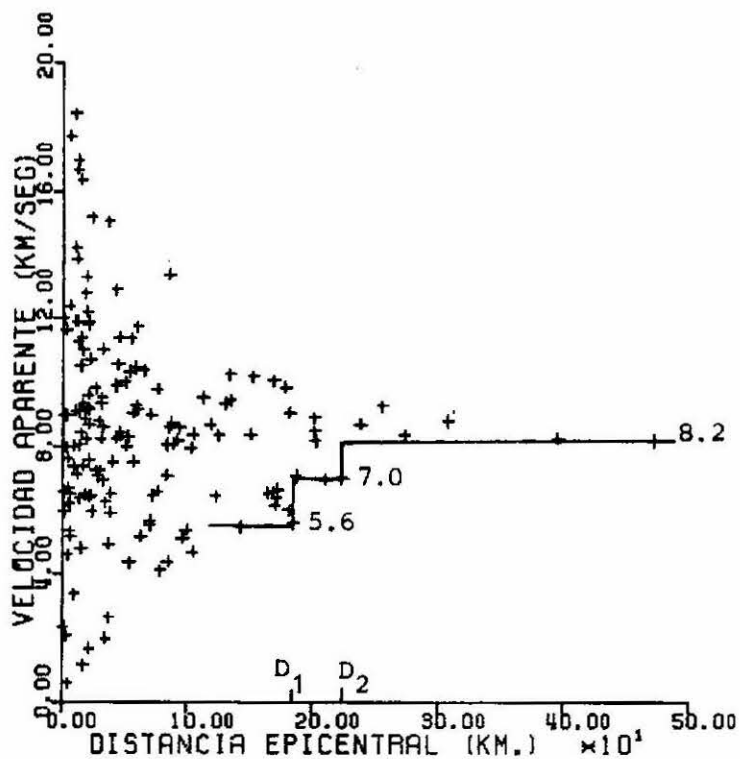


Figura 1

Tabla 1
Modelo de Estructura de la corteza

Espesor de la capa (Km.)	Velocidad (Km./seg)
25	5.6
30	7.0
Semiespacio	8.2

Estos resultados son válidos bajo la suposición de capas horizontales planas y homogéneas para ondas sísmicas. Esto no se cumple bajo las condiciones reales de la corteza, pero corresponde a una primera aproximación de ella. Por su parte el cálculo de velocidad aparente entre estaciones presupone un mismo horizonte de refracción para las ondas recibidas en ellas.

Finalmente, el modelo obtenido (Tabla 1) concuerda en forma aproximada con los resultados entregados por Dragicevic M., (1970) y Kausel-Lomnitz (1969), en lo que respecta al espesor de la corteza.

REFERENCIAS.

DRAGICEVIC M., (1970). Cartas gravimétricas de los Andes Meridionales e interpretación de las Anomalías de Gravedad de Chile Central. Publicación N° 93, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, U. de Chile.

KAUSEL E. y LOMNITZ C. (1969). Pan-American Symposium on the Upper Mantle 2, pp. 47-67.

CAMPO DE ESFUERZOS REGIONAL EN CHILE CENTRAL

M. Pardo*, P. Acevedo*

*Depto. de Geología y Geofísica, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile.

Resumen. Utilizando mecanismos de foco determinados para sismos con hipocentros superficiales (0-20 Km.), en Chile Central, se infieren las características principales del campo de esfuerzos regional que actúa en la zona.

Los planos de falla correspondientes a los sismos estudiados señalan un claro lineamiento en la dirección Norte-Sur, indicando que el campo de esfuerzos asociado corresponde a un proceso de extensión en las direcciones Sur-Oeste y Nor-Este, y compresión en las direcciones Sur-Este y Nor-Oeste.

I INTRODUCCION.

Si una región está permanentemente sometida a un campo de esfuerzos, energía potencial elástica es acumulada en los materiales de la zona hasta el límite de su resistencia mecánica, momento en el cual la energía es liberada violentamente en forma de calor, deformaciones permanentes y vibraciones propagadas como ondas elásticas. Este es el mecanismo de generación de un sismo, asociado directamente al fallamiento del material.

La forma de fracturarse el material está relacionada con los esfuerzos actuantes en el interior de la tierra que provocan dicha fractura. Luego, si se conocen las características de la falla asociada a un sismo, es posible estimar las direcciones del campo de esfuerzos actuante en el momento del fallamiento.

II METODO UTILIZADO.

El campo de esfuerzos regional es estudiado a partir de los mecanismos de foco de sismos en la zona, determinados por la distribución de signos de primeras llegadas (onda P), de la energía radiada por el fallamiento en forma de ondas.

Las primeras llegadas de la onda P (compresión(+), dilatación (-)), se obtienen de registros de la componente vertical de estaciones sismológicas.

Si se grafican los signos de la onda P en la superficie de la tierra, en los lugares correspondientes a las estaciones sismológicas que los registraron, se pueden trazar dos planos ortogonales que representan los planos nodales de la onda P, los cuales separan en cuadrantes opuestos las compresiones de las dilataciones. Uno de estos planos corresponde al plano de falla del material, pudiendo determinarse su rumbo, manteo y los rumbos y huzamientos de los ejes de máxima presión (P), máxima tensión (T) y de esfuerzo intermedio (B) que dieron origen al fallamiento (Stauder, 1962). El otro plano se denomina plano auxiliar.

III. APLICACION DEL METODO.

Se determinó el mecanismo de foco para cinco sismos superficiales con profundidad de foco < 20 Km, determinados por el International Seismological Center y registrados por la red sísmológica mundial, los cuales se presentan en Tabla 1.

Tabla 1

Nº	Fecha			Hora (GMT)			Lat.	Long.	Prof.
	Año	Mes	Día	Hr.	Min.	Seg.	°S	°O	Km.
1	1949	07	31	04	13	48.0	33.8	70.5	10
2	1951	06	18	13	35	58.0	33.8	70.5	10
3	1958	08	28	09	36	04.0	34.0	70.1	15
4	1958	09	04	21	51	09.8	33.9	70.0	10
5	1978	10	11	01	21	59.7	34.3	70.2	10

Los mecanismos de foco se presentan en Figura 1 y los parámetros obtenidos para cada sismo en tabla 2.

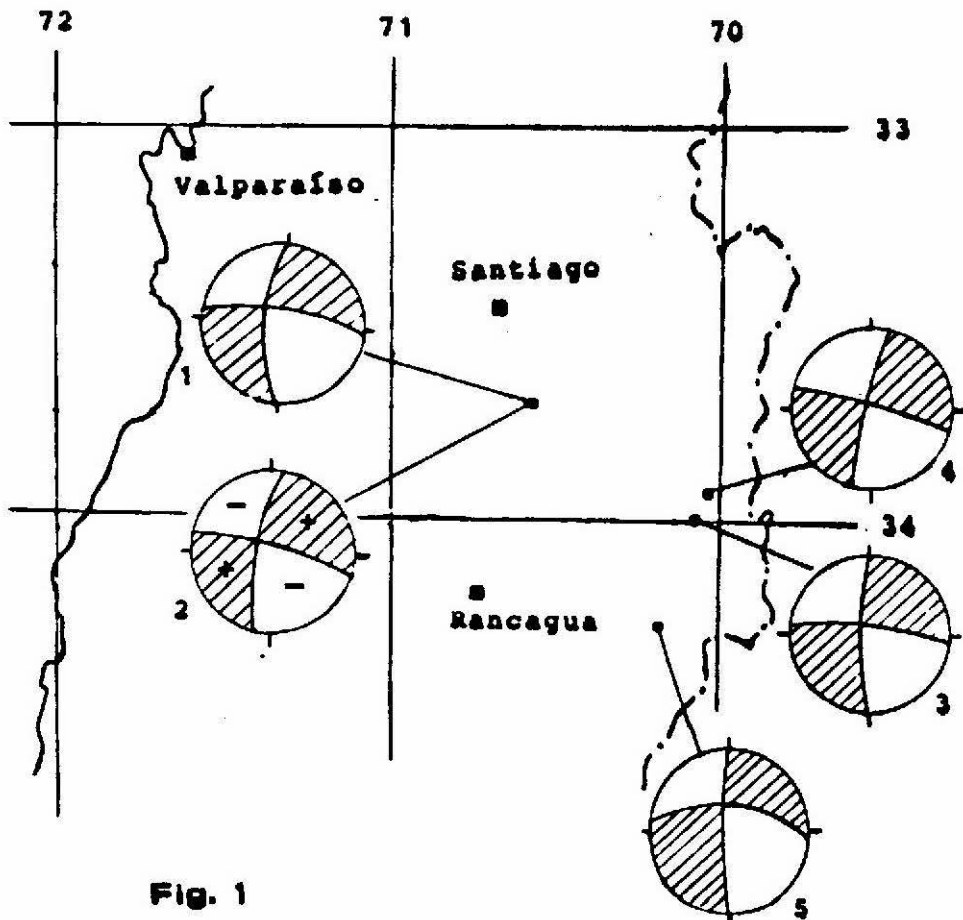


Fig. 1

Tabla 2

Planos Nodales					Ejes de esfuerzo					
Falla		Auxiliar		P	T		B			
Nº	Rum	Man	Rum	Man	Rum	Buz	Rum	Buz	Rum	Buz
	(°NE)	(°)	(°NE)	(°)	(°NE)	(°)	(°NE)	(°)	(°NE)	(°)
1	178	76	92	75	136	20	43	2	138	70
2	7	71	102	76	144	20	55	2	130	67
3	0	75	96	70	137	25	49	5	147	63
4	14	78	106	82	148	10	60	3	151	78
5	0	80	98	50	133	35	55	20	170	48

IV CONCLUSIONES.

Los resultados obtenidos indican que los sismos superficiales en Chile Central están asociados a fallas de rumbo aproximadamente Norte-Sur con manteos casi verticales (70° - 80°). Esto corresponde a un tectonismo de bloques.

El campo de esfuerzos regional que da origen a estos sismos se caracteriza por un proceso de extensión en las direcciones Sur-Oeste ($\sim N230^{\circ}E$) y Nor-Este ($\sim N50^{\circ}E$), y de compresión en las direcciones Sur-Este ($\sim N140^{\circ}E$) y Nor-Oeste ($\sim N320^{\circ}E$). Estos resultados son consistentes con los movimientos de las placas Sudamericana y Nazca (Wilson, 1963).

Del estudio de mecanismos de foco de sismos profundos se podría inferir características regionales del campo de esfuerzos actuante a esas profundidades, asociado con la subducción de corteza oceánica bajo el continente.

REFERENCIAS.

Bulletin of the International Seismological
Center.

STAUDER, W. (1962). "The focal Mechanism of earth-
quakes", Advances in Geophysics 9, pp. 1-76.

WILSON, T. (1963). "Continental Drift", Continents
Adrift and Continents Aground. Scientific
American pp. 19-33.

DETERMINACION DE LA ESTRUCTURA SISMICA TRIDIMENSIONAL
EN LA REGION CENTRAL DE CHILE.

Iliana Herrera H.
Universidad de Santiago de Chile

RESUMEN: El propósito es determinar la estructura sísmica tridimensional en la Región Central de Chile y parte de Argentina, a través del Método de Aki y Lee (1976).

I. INTRODUCCION: Se supone un modelo de tierra homogénea que se divide en bloques regulares. Se eligen aquellos sismos, cuyos rayos en su recorrido hasta la estación sismológica impacten el mayor número de bloques posible. Con los tiempos de viaje del rayo, según el modelo, y los tiempos de viaje de la onda P, según los boletines, se forman los residuales de los cuales se obtiene la información acerca de la estructura y variación de los parámetros del sismo.

II. TEORIA: Con el registro de cada sismo se logra una ecuación que relaciona el residual con los parámetros a determinar. Una vez linealizadas las ecuaciones, se forma con ellas un sistema de ecuaciones que da origen a una ecuación matricial. $T = B X + E$ en que T es el vector que contiene los residuales, X es el vector solución, que contiene las variaciones de los parámetros del sismo y las variaciones del inverso de la velocidad en cada bloque, E es el vector error y contiene además los términos de orden superior despreciados al linealizar, B es la matriz que contiene los coeficientes que relacionan los residuales y la solución. Esta matriz, por contener ceros y términos pequeños, introduce inestabilidad en la solución de la ecuación. La ecuación se resuelve por el método de los mínimos cuadrados amortiguados (Levenger, 1944) $X = (B^t B + \theta)^{-1} B^t T$ en que θ es la matriz amortiguamiento que se calcula específicamente para el lugar.

III. APLICACION Y RESULTADOS: Los sismos, las estaciones sismológicas y el área sometida a estudio se muestra en la Fig. 1.

-0,01 11	-0,06 29	-0,08 40	0,02 30	0,11 13	0,10 28	-0,04 58	-0,09 25
-0,21 15	-0,12 31	-0,11 42	0,06 43	0,00 32	0,09 29	0,08 19	-0,06 2
-0,01 8	0,05 29	0,11 31	0,07 33	0,05 33	0,00 21	-0,13 5	0,13 7
		0,09 8	-0,20 25	0,00 12	0,00 17		

TABLA N° 1: PERTURBACION DEL INVERSO DE LA VELOCIDAD Y NU
MERO DE RAYOS PARA CADA BLOQUE DE LA CONFIGU-
RACION.

REFERENCIAS: AKI, K., LEE, H.K., 1976. Determination of three dimensional velocity anomalies under a seismic array using first P arrival times from local earth-quakes, 1. A homogeneous initial model, J. Geophys. Res., 81, 4381-4399, 1976.

LEVENGUER, K., 1944. A method for the solution of certain non linear problem in least squares. Quart. Appl. Math., 2, 164 - 168.

MEDIDAS DE EXTINCIÓN DE RADIACIÓN LASER

EN ATMÓSFERA URBANA

Luis Catalán C. y José Piña T.

Departamento de Física - Facultad de Ciencia

Universidad de Santiago de Chile

RESUMEN

Mediante un montaje especialmente diseñado se realizaron mediciones de la extinción de un haz láser en la atmósfera de Santiago. Se presentan los resultados obtenidos dentro de un estudio experimental de la extinción de luz en función de algunos parámetros meteorológicos.

I. INTRODUCCION

La intensidad o irradiancia de un haz paralelo de luz, propagándose en el aire entre dos posiciones dadas, se ve reducida por los procesos de absorción y/o difusión (scattering) ocurridos en la trayectoria recorrida. Este es el fenómeno denominado extinción de radiación. Una medida cuantitativa de la extinción suele hacerse a través del coeficiente $\alpha(k)$ que, para un trayecto L en la atmósfera, queda definido por:

$$\alpha(k) = \frac{1}{L} \int_{z_0}^{z_0+L} \alpha(k, z) dz \quad \text{Ec.(1)}$$

siendo $\alpha(k, z)$ el coeficiente de extinción local. La relación con las intensidades, en ausencia de scattering múltiple, está dada a través de

$$I(k) = I_0(k) e^{-\alpha(k)L} \quad \text{Ec.(2)}$$

expresión conocida como ley de Bouguer.

En general:

$$\alpha(k) = \alpha_E(k) + \alpha_I(k) \quad \text{Ec.(3)}$$

siendo α_E el coeficiente de difusión elástica (Rayleigh y Mie) y α_I el coeficiente de difusión inelástica (incluye

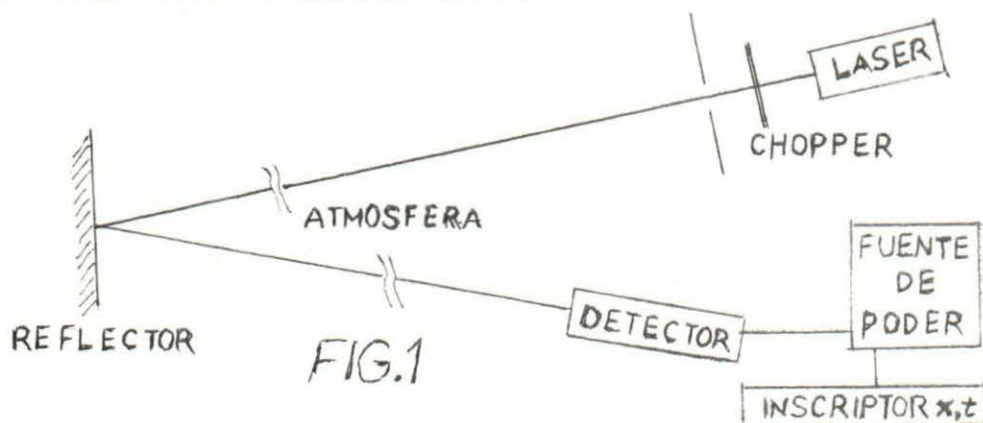
absorción, scattering Raman y Brillouin)

Una interpretación de la dependencia de estos coeficientes con la humedad ambiente fue dada en un artículo por Charlson et al. (1981).

La extinción de un haz láser en la atmósfera de Roma y su correlación con algunos parámetros atmosféricos fue estudiada por Bertolotti et al. (1978).

El presente trabajo incluye los resultados de una investigación similar realizada en la atmósfera de Santiago.

II. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

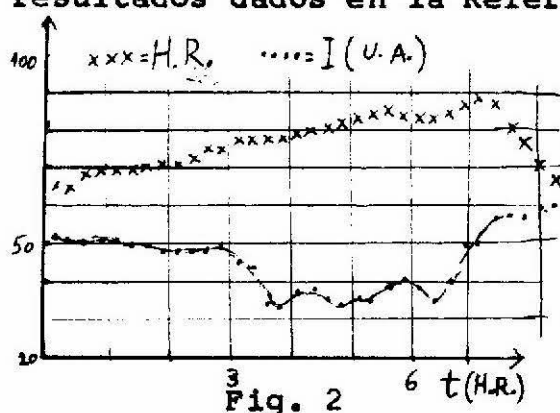
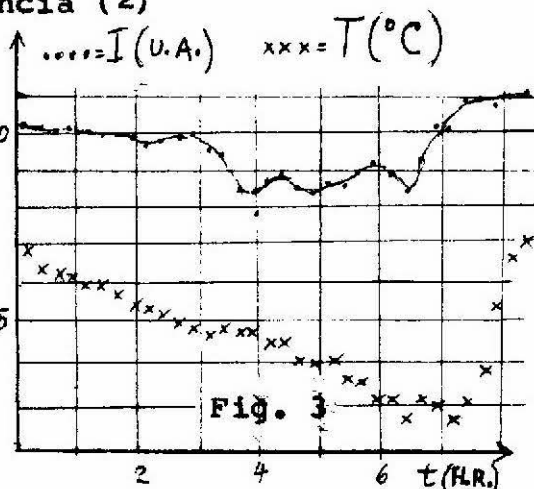


La Fig. 1 muestra un esquema del montaje instrumental utilizado. La fuente de luz es un láser de HeNe ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) de potencia 2 mW. El haz emergente es modulado mecánicamente por medio de un motorcito sincrónico que acciona un "chopper". A una distancia fija, de poco más de 100 m, se instaló un espejo aluminizado de orientación regulable. Una vez alineado el sistema, la señal reflejada se recibe en un detector que incluye un fototransistor, un amplificador en alterna y un rectificador. La señal se lleva finalmente a un inscriptor (x,t) en el cual se registra las variaciones de intensidad en función del tiempo. Simultáneamente se registra la humedad relativa, la temperatura ambiente y la velocidad del viento.

III. RESULTADOS OBTENIDOS

La Fig. 2 muestra los registros de intensidad y de humedad relativa, obtenidos después de una observación nocturna de 12 horas. Se eligió ese período para aprovechar los gradientes de humedad característicos de la ciudad de Santiago y al mismo tiempo para reducir efectos de variaciones de tensión en la red de alimentación eléctrica y otros imponderables en la trayectoria del haz. Por simple inspección puede constatarse la correlación entre los aumentos de humedad relativa y las disminuciones de intensidad registrada. El efecto de los otros parámetros atmosféricos, como la temperatura ambiente y las variaciones en la velocidad del viento, no permite establecer correlaciones significativas con la intensidad medida. Ver Fig. 3.

Como resultado de numerosas mediciones realizadas, es posible concluir que la humedad relativa es el único parámetro que muestra una correlación clara con la extinción del haz láser. Esta conclusión concuerda con los resultados dados en la Referencia (2)



REFERENCIAS

1. R. J. CHARLSON, D.S. COVERT Y J. A. OGREN
Atmospheric Environment, 15, p. 403 (1981)
2. M. BERTOLOTTI, M. CARNEVALE Y D. SETTE
Applied Optics, 17, p. 285 (1978).

ESTUDIO PRELIMINAR DE LA INSOLACION EN LA CIUDAD DE TEMUCO.
CHILE. (1981-1983).

M. RAMIREZ E. P. Universidad Católica, Sede Temuco.

Resumen. Este trabajo pretende obtener una primera aproximación de los valores característicos de la insolación en la ciudad de Temuco. Los datos de insolación son tabulados en promedios y graficados a fin de determinar las características que presenta el fenómeno en el lugar de la observación.

1. ANTECEDENTES

La insolación, como el tiempo en el cual los rayos solares llegan, libre de nubosidad, al lugar de observación es medida en horas y décimas de horas, con un heliógrafo (Campbell-Stokes), instalado en las coordenadas: latitud $38^{\circ}42'S$, longitud $72^{\circ}30'W$, altura 120 m (s.n.m. m.). Los datos analizados en este trabajo corresponden al período entre enero de 1981 y septiembre de 1983 y publicados en los boletines y anarios correspondientes.

2. INSOLACION

2.1. DISTRIBUCION DIARIA

Los valores de insolación media en cada hora del día, aparecen en promedio, en la tabla N° 1 y su distribución se aprecia en la figura 1. Las "campanas" de distribución diaria de la insolación presentan formas diferentes que dan cuenta de las horas de insolación de cada mes del año, como del período del día en que esta ocurre.

2.2. INSOLACION TOTAL MENSUAL

En la misma tabla N° 1 aparecen los valores de insolación mensual (Ins. mens.) insolación máxima posible (Ins. máx. pos.), porcentaje de insolación con respecto al máximo posible (% r.m.p) e insolación diaria máxima absoluta (diaria máx. abs.). Dichos valores aparecen graficados en la figura 2.

El gráfico de la insolación mensual permite distinguir cuatro períodos de los cuales dos, enero-febrero-diciembre y mayo-junio-julio muestran valores de insolación similares entre sí, en cambio, los períodos febrero-marzo-abril y septiembre-octubre-noviembre, muestran valores marcadamente decrecientes, el primero, y creciente el segundo.

Este mismo comportamiento es mostrado por el porcentaje de insolación, el cual resulta un mejor indicador para nuestro propósito. Nótese, las pendientes diferentes de los períodos de otoño y primavera, insinúan, como característica climática de la zona, una llegada más rápida del invierno que de la primavera.

Según Saavedra², este comportamiento estará asociado al desplazamiento del "lugar de máxima presión en Chile", como resultado de la interacción entre el anticiclón del Pacífico y el centro de baja presión continental.

3. CONCLUSIONES

Como conclusiones preliminares se pueden mencionar las siguientes:

3.1. Distribución diaria. Para los meses de insolación extrema (en verano), la insolación diaria presenta un rápido aumento entre las 8 y 11 horas, seguido de un período entre las 11 y 17 horas, de alta insolación en cada hora, para decrecer ésta, rápidamente entre las 17 horas y hasta la puesta del Sol. En cambio en invierno, la distribución de la insolación diaria varía más constantemente.

3.2. Insolación mensual. La insolación media mensual, oscilaciones y valores promedios aproximados, pueden apreciarse en la siguiente tabla N° 2

INSOLACION TOTAL Y PROMEDIOS EN HORAS

Períodos	Total	Máx. pos.	Oscil.	Med. mens.	Med. diaria
Verano	793.8	1097.1	245-288	266	8.8
Otoño-Primav.	1017.2	1852.9	152-221	187	6.2
Invierno	278.1	748.4	69-121	95	3.2
Anual	2089.1	3698.4	69-288	179	6.0

3.3. Para el período analizado (1981-1983), los datos encontrados se ajustan al modelo mencionado².

4. BIBLIOGRAFIA

¹ RAMIREZ, M, SOTO, G. 1982. Boletines Meteorológicos N°s. 1-2-3-4.
1981 y 1982. Edición P. Universidad Católica.

² SAAVEDRA, N. 1980. "La presión y la dirección del viento en Concepción". Revista Tralka. Vol. I. N° 2, 153-162.

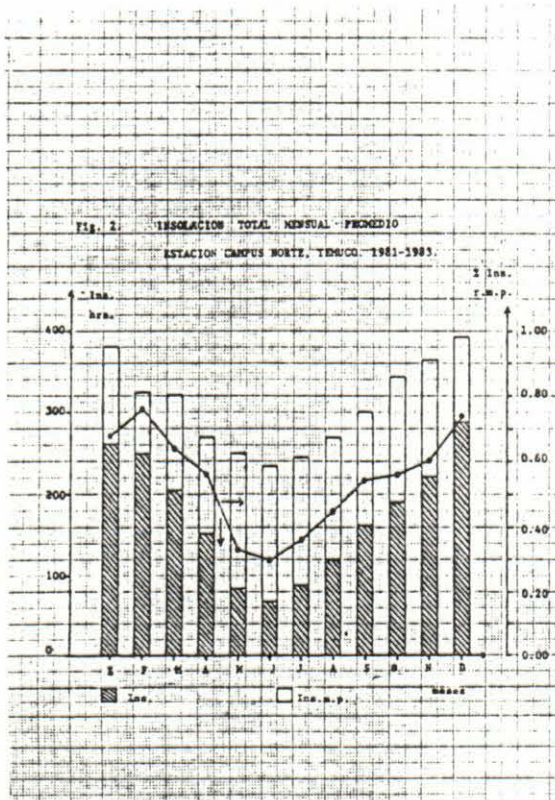
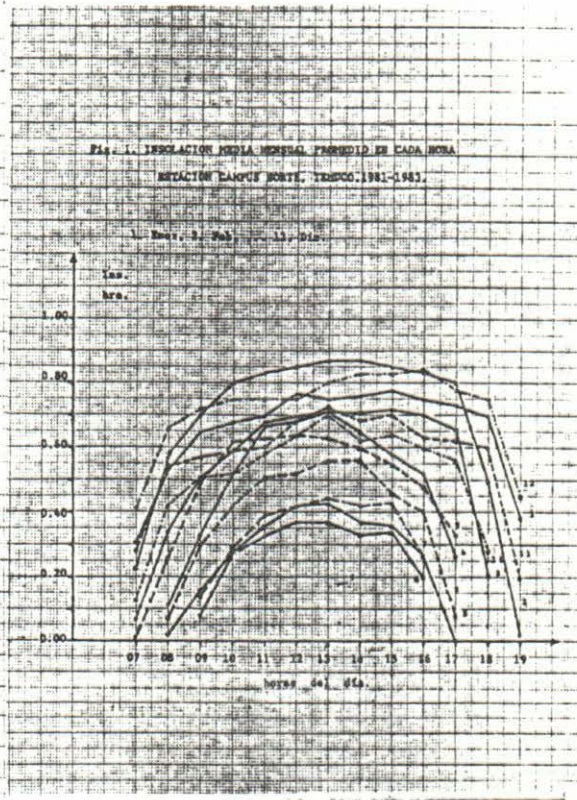
TABLA N° 1.-

INSOLACION MEDIA EN CADA HORA e INSOLACION MEDIA MENSUAL
Temuco 1981 - 1983*

horas de Sol

mes hr.	E	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D	Med.
07	0.31	0.32	0.07	-	-	-	-	-	0.01	0.13	0.28	0.41	0.21
08	0.53	0.57	0.34	0.11	0.02	0.00	0.00	0.07	0.26	0.42	0.54	0.66	0.29
09	0.65	0.70	0.51	0.33	0.16	0.08	0.14	0.30	0.49	0.51	0.57	0.72	0.43
10	0.68	0.80	0.59	0.52	0.28	0.28	0.34	0.42	0.62	0.52	0.59	0.75	0.53
11	0.70	0.83	0.68	0.67	0.36	0.33	0.39	0.51	0.63	0.58	0.60	0.75	0.59
12	0.77	0.85	0.70	0.68	0.42	0.37	0.42	0.52	0.64	0.64	0.69	0.75	0.62
13	0.75	0.87	0.71	0.71	0.43	0.37	0.44	0.56	0.63	0.70	0.72	0.80	0.64
14	0.76	0.87	0.71	0.65	0.77	0.33	0.42	0.56	0.60	0.67	0.68	0.83	0.62
15	0.77	0.85	0.72	0.58	0.36	0.34	0.43	0.46	0.55	0.64	0.70	0.83	0.59
16	0.75	0.83	0.70	0.52	0.27	0.20	0.27	0.40	0.48	0.60	0.63	0.84	0.54
17	0.73	0.80	0.16	0.27	0.00	-	-	0.08	0.33	0.56	0.62	0.75	0.47
18	0.65	0.50	0.21	-	-	-	-	-	0.05	0.28	0.60	0.75	0.43
19	0.39	0.02	-	-	-	-	-	-	-	-	0.20	0.45	0.26
Med. diaria	8.4	8.7	6.6	5.0	2.7	2.3	2.8	3.9	5.3	6.3	7.4	9.3	6.2
Tot. mensual	260.8	244.6	204.2	152.4	82.6	69.2	88.4	120.5	163.7	193.4	220.9	288.4	174.1
Máx.pos.	381.1	323.3	320.6	269.5	252.8	234.7	243.8	269.9	300.6	344.6	364.8	392.7	308.2
Σ r. m. p	68.4	75.7	63.7	56.5	32.7	29.5	36.2	44.6	54.4	56.1	60.5	73.4	54.3
diaria													
Máx.abs.	12.5	12.0	11.0	9.4	7.2	7.4	7.6	8.9	10.2	11.3	12.5	12.7	10.1

(* Enero 1981 - Septiembre 1983).



ALGUNOS PARAMETROS CLIMATICOS DE CONCEPCION Y EL DESPLAZAMIENTO DEL LUGAR DE PRESION MAXIMA EN CHILE

N. Saavedra

Universidad de Concepción

Resumen. Se describen las variaciones medias mensuales de la frecuencia de los vientos N, S y SO, de la intensidad de los vientos N y S, de la radiación global, insolación y nubosidad. Se muestra que los rasgos fundamentales de estas variaciones pueden ser explicadas por la posición del lugar de presión máxima en Chile y sus desplazamientos.

1. INTRODUCCION

En (1) se muestra que los factores del clima de Concepción se resumen en el comportamiento medio mensual del lugar de presión máxima en Chile (lpm). Se destaca el rol de la que hemos llamado Profundización de la Depresión Continental (PDC) (2).

2. VARIACION DE LOS PARAMETROS CLIMATICOS DE CONCEPCION

Los datos provienen del Anuario 1979 (3).

2.1 Vientos en Concepción. Su intensidad media mensual se ha determinado sólo con los datos de las 08, 14 y 20 h. (Figs. 1 y 2).

2.2 Radiación Global, Insolación y Nubosidad. La radiación se mide con un Actinógrafo Campbell-Stokes y la máxima teórica se determina siguiendo a Rishbeth (4). Los resultados se consignan en la Fig. 3. La insolación (Fig. 4) se normaliza respecto a la máxima posible (5). La Fig. 4 muestra también la nubosidad.

3. LOS PARAMETROS CLIMATOLOGICOS DE CONCEPCION Y EL lpm

La Fig. 5 da la posición latitudinal media mensual del lpm (2). Recordemos que su desplazamiento hacia el N es más rápido que hacia el S y que el más rápido de todos es entre Abr y My hacia el N. El más rápido hacia el S es entre Set y Oct. En ambos casos justo cuando pasa por Concepción.

3.1 Los Vientos en Concepción y el lpm. Las Figs. 1 y 5 muestran la gran dependencia de la frecuencia de los vientos

N y S0 del lpm (1). Tenemos la siguiente tabla.

pasaje lpm	Meses	Vel. lpm %/mes	Var. frec. Vto. N %	Var. frec. Vto. S0 %
S a N	Abr-My	11	+ 11.7	- 6.1
N a S	Set-Oct	9	- 3.4	+ 9.7

La dependencia es directa entre la variación de frecuencia del viento N y el pasaje del lpm hacia el N debido a la irrupción de las bajas polares. Esta misma observación vale para el pasaje del N al S relativo al viento S0.

La Fig. 2 muestra la variación más importante de la intensidad del viento para Abr-My. De nuevo la influencia de las bajas polares. No vale lo mismo para la intensidad del viento S0 para Set-Oct. El máximo del S0 es en En y Dic. Usando como medida de la profundización la diferencia de presión Δp entre Concepción y el mínimo de la PDC tenemos:

Meses	En	Feb	Ma	Nov	Dic
Δp (mb)	2	1.55	1.3	1.5	1.7
Int. del Vto. S0	11.7	10.9	9.1	11.5	11.7

Δp y la intensidad son máximas en En y Dic. La PDC jugaría un rol importante en la intensidad de los vientos S0 y explicaría en parte porqué en Set-Oct no hay un aumento notable de ellos (apenas se está formando la PDC) como asimismo la existencia del Surazo en verano.

3.2 La radiación global, insolación, nubosidad y el lpm.

Las Figs. 3 y 4 reflejan en estos parámetros la asimetría del desplazamiento hacia el N respecto del hacia el S del lpm. La radiación por ej. disminuye 18,5% en 4 meses. El aumento se produce en 8 meses. Tenemos la tabla:

Pasaje lpm	Meses	Vel. lpm %/mes	Var. Rad. Global %	Var. Insol. %	Var. Nub. %
S a N	Abr-My	11	- 10.8	- 24.5	+ 21.2
N a S	Set-Oct	9	+ 3	+ 9.7	- 3.8

Se observa para estos parámetros características similares que para los anteriores. El pasaje hacia el S y el hacia el N no se refleja en la tabla con las mismas caracte-

ísticas.

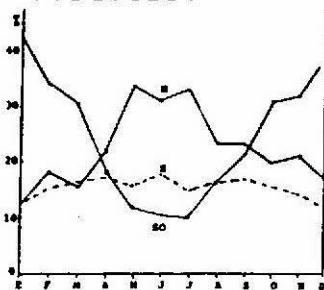


Fig. 1 Frecuencia media mensual de vientos N, S y SO en Concepción. Datos del período 1965-1969.

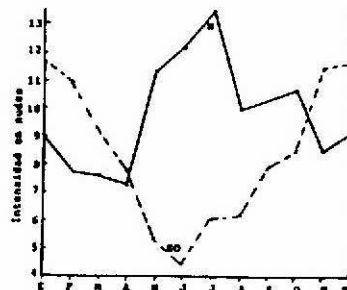


Fig. 2 Intensidad media mensual de los vientos N y SO. Datos del período 1969-1982 (3 datos diarios).

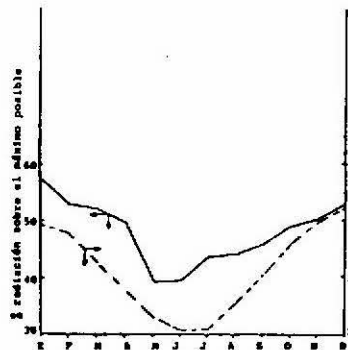


Fig. 3 Radiación global media mensual de Concepción. Datos del período 1967-1979.

----- Valores teóricos

----- Valores medidos

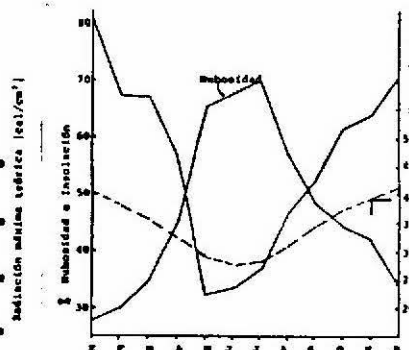


Fig. 4 Insolación y Nubosidad media mensual en Concepción. Datos período 1965-1979.

----- Insolación mínima posible

----- Insolación sobre el mínimo posible

----- % de Nubosidad

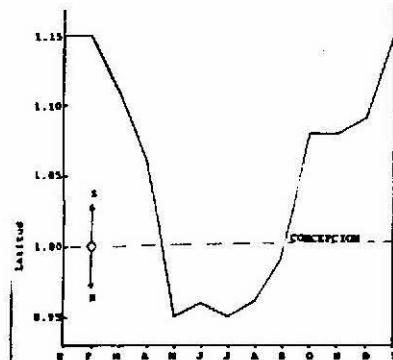


Fig. 5 Posición latitudinal media mensual del l.p.m. tomando la latitud de Concepción (16.8° S) como referencia.

4. CONCLUSIONES

Las variaciones de los parámetros climáticos aquí examinados, reflejan en general las características de los desplazamientos del lpm siendo más neta la ligazón con el pasaje de S a N que de N a S.

5. REFERENCIAS

1. Saavedra, N. (1980): Tralka, Vol. 1, N° 2 (153-162).
2. Saavedra, N. (1982): "Sobre la interacción entre el Anticiclón del Pacífico y la Depresión Continental en el cono Sur de América", Congremet IV, Buenos Aires.
3. Departamento de Física (1979): "Anuario Meteorológico"
4. Rishbeth, H. (1976): "Latitude variation of Solar radiation", Appleton Laboratory, Internal memoranda 365.
5. Devynck, J. L. (1970): "Contribución al estudio de la circulación atmosférica en Chile y el clima de la región del Bío Bío", Departamento de Geofísica U. de Concepción.

Resumen. La ocurrencia de la absorción radioelétrica auroral a una determinada hora en días diferentes, medida con riómetros se describe habitualmente construyendo distribuciones de probabilidad de amplitud acumulativas. Los modelos actuales de uno de los parámetros de estas distribuciones, Q_1 , definido como el porcentaje de las ocasiones en que la absorción es mayor que 1 decibel, para una frecuencia de 30 MHz, se basan en observaciones hechas en el Hemisferio Norte. En este trabajo se compara los valores de Q_1 para Syowa (69.0°S, 39.6°E), Antártica, con los valores calculados usando un modelo actual.

I. INTRODUCCION

En métodos para estimar la intensidad de campo de ondas radioeléctricas decamétricas que se propagan en la ionósfera, es importante poder determinar la absorción sufrida por éstas. Las ondas se absorben debido a colisiones inelásticas entre electrones libres, excitados por los campos eléctrico y magnético de las ondas, y constituyentes neutros de la atmósfera, principalmente entre 70 y 130 kilómetros de altura. Absorción auroral es aquella asociada a electrones libres producidos en las regiones polares como consecuencia del arribo de electrones de alta energía (≈ 10 a 40 keV), conducidos hasta allí por el campo magnético terrestre. Habitualmente se la mide por comparación entre la intensidad del ruido radioeléctrico extraterrestre recibido en un lugar y hora sideral determinados, y la intensidad de referencia observada a la misma hora en ocasiones cuando la absorción se puede considerar despreciable. El instrumento usado se denomina riómetro (relative ionospheric opacity meter).

II. MODELO

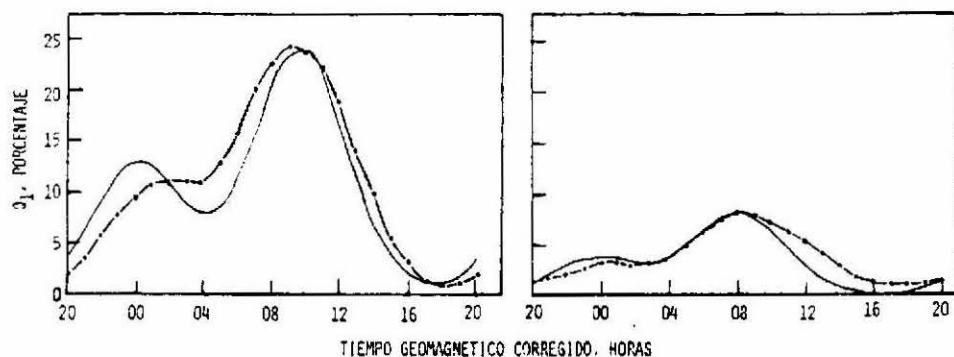
En un modelo reciente (Foppiano y Bradley, 1983) se presentan ecuaciones empíricas, que permiten determinar el porcentaje de las ocasiones en que la absorción auroral experimentada por una onda de 30MHz, que atravieza la ionós-

fera verticalmente, es mayor que un decibel (Q_1), como función de la latitud y longitud del lugar, la hora del día, la estación del año y el nivel de actividad solar. Las ecuaciones fueron deducidas a partir de observaciones hechas con riómetros en el Hemisferio Norte. Según éstas, Q_1 varía con latitud siguiendo la forma de una campana de Gauss, en que la latitud para la cual Q_1 es máximo disminuye y la desviación estandar aumenta a medida que el nivel de actividad solar sube. La dependencia de Q_1 con la hora del día sigue la forma de dos campanas superpuestas de manera que Q_1 es máximo absoluto durante las horas de la mañana y es máximo secundario alrededor de media noche. La hora a la que Q_1 es máximo en la mañana depende del nivel de actividad solar siendo más temprana mientras más alto es el nivel. Además, para todas las horas y latitudes, Q_1 aumenta linealmente con la actividad solar. Las dependencias de Q_1 con la estación del año son de segundo orden. En la representación numérica de Q_1 se usa el sistema de coordenadas geomagnéticas corregidas (Hakura, 1965).

III. Q_1 PARA SYOWA

Q_1 ha sido determinado para cada hora de todos los días de los años 1975 y 1976, representativos de actividad solar baja, y 1979 y 1980, correspondientes a alta actividad. La figura muestra los resultados obtenidos, junto con valores de Q_1 calculados con el modelo considerado y multiplicados por factores de escala para permitir una mejor comparación. Para actividad solar alta (recuadro derecha), las amplitudes de las variaciones de Q_1 calculadas y observadas difieren en un 7% (el factor de escala es 1.04). Los valores de Q_1 calculados, sin embargo, son significativamente menores entre las 11 y 17 horas. Aunque las horas a las que Q_1 es máximo absoluto coinciden, hay un desfase de alrededor de una hora en el caso del máximo secundario, que es menos definido pero está presente en la variación de Q_1 obser

vada. Las amplitudes correspondientes a las variaciones de Q_1 para baja actividad solar (recuadro izquierda) difieren por un factor de 6. Además, los desfases asociados a los máximos absoluto y secundario son 1 y 3 horas respectivamente.



Q_1 PARA SYOWA (69.09S, 39.68E), ANTÁRTICA. VALORES OBSERVADOS (---•---). VALORES CALCULADOS USANDO EL MODELO DE FOPPIANO Y BRADLEY (1983) (—). IZQUIERDA: BAJA ACTIVIDAD SOLAR (AÑOS 1975 Y 1976). FACTOR DE ESCALA 6 PARA VALORES CALCULADOS. DERECHA: ALTA ACTIVIDAD SOLAR (AÑOS 1979 Y 1980). FACTOR DE ESCALA 1.04.

IV CONCLUSIONES

El modelo predice los valores de Q_1 observados para actividad solar alta, y valores proporcionados para baja actividad. Esto sugiere que la zona de absorción auroral austral, a la longitud de Syowa, se desplaza varios grados más hacia el Ecuador que la boreal al aumentar la actividad solar. Los Q_1 correspondientes serían también mayores. Esto es consistente con la Anomalía Magnética del Atlántico Sur.

REFERENCIAS

- Foppiano, A. J. y P. A. Bradley (1983) "Prediction of auroral absorption of high-frequency waves at oblique incidence", Telecommunication Journal (in press).
- Hakura, Y. (1965) "Tables and maps of geomagnetic coordinates corrected by the higher order spherical harmonic terms", Report of Ionosphere and Space Research in Japan, 19, 121-157.

PROYECCIONES DEL ESPECTRO ROTACIONAL EN GEOFISICA

Bernardo Malet Retamales
Instituto de Matemáticas y Física
Universidad de Valparaíso.

Resumen. Mediante registros de velocidad del viento, se deter
mina para las frecuencias dominantes, la densidad de energía
de las componentes de los giros anticiclónicos y ciclónicos.

I. INTRODUCCION

Series de tiempo de las componentes horizontales de la ve-
locidad del viento, se utilizan en una aplicación de la Técni
ca del Espectro rotacional, usando el método de MOOERS (1973),
donde el espectro rotacional es una representación, en el es-
pacio de frecuencias, del espectro de una serie de tiempo bi-
dimensional.

Para cada banda de frecuencias, el espectro se divide en
dos componentes que se interpretan como el espectro de rota-
ción horaria, para frecuencias negativas y el espectro de ro-
tación anti-horaria, para frecuencias positivas.

II. TEORIA

Para una banda de frecuencias $f + \Delta f$, las componentes
complejas rectangulares de la velocidad, pueden ser expresadas
como,

$$w = A e^{i(2\pi ft + \eta)} + C e^{-i(2\pi ft + \xi)}$$

correspondiendo la amplitud A a la componente anti-horaria
del movimiento y C a la amplitud de la componente horaria
(GONELLA 1972, MOOERS 1973).

Si T es el largo del registro temporal, el espectro rota-
cional se puede representar en un gráfico de $2 T A^2$ versus fre
cuencia, para frecuencias positivas, y de $2 T C^2$ versus fre
cuencia, para frecuencias negativas.

III. MATERIALES Y METODOS

La determinación de la velocidad del viento se realizó utilizando un anemógrafo mecánico, modelo Woelfle 1483, instalado en Cerro La Hormiga, San Felipe.

IV. RESULTADOS

El espectro rotacional muestra, en frecuencia, a modo de ejemplo, las variaciones estacionales de energía, figura N° 1.

La tabla 1 entrega la distribución de energía en los giros anticiclónicos (A) y ciclónicos (B), expresada en porcentaje de la energía total.

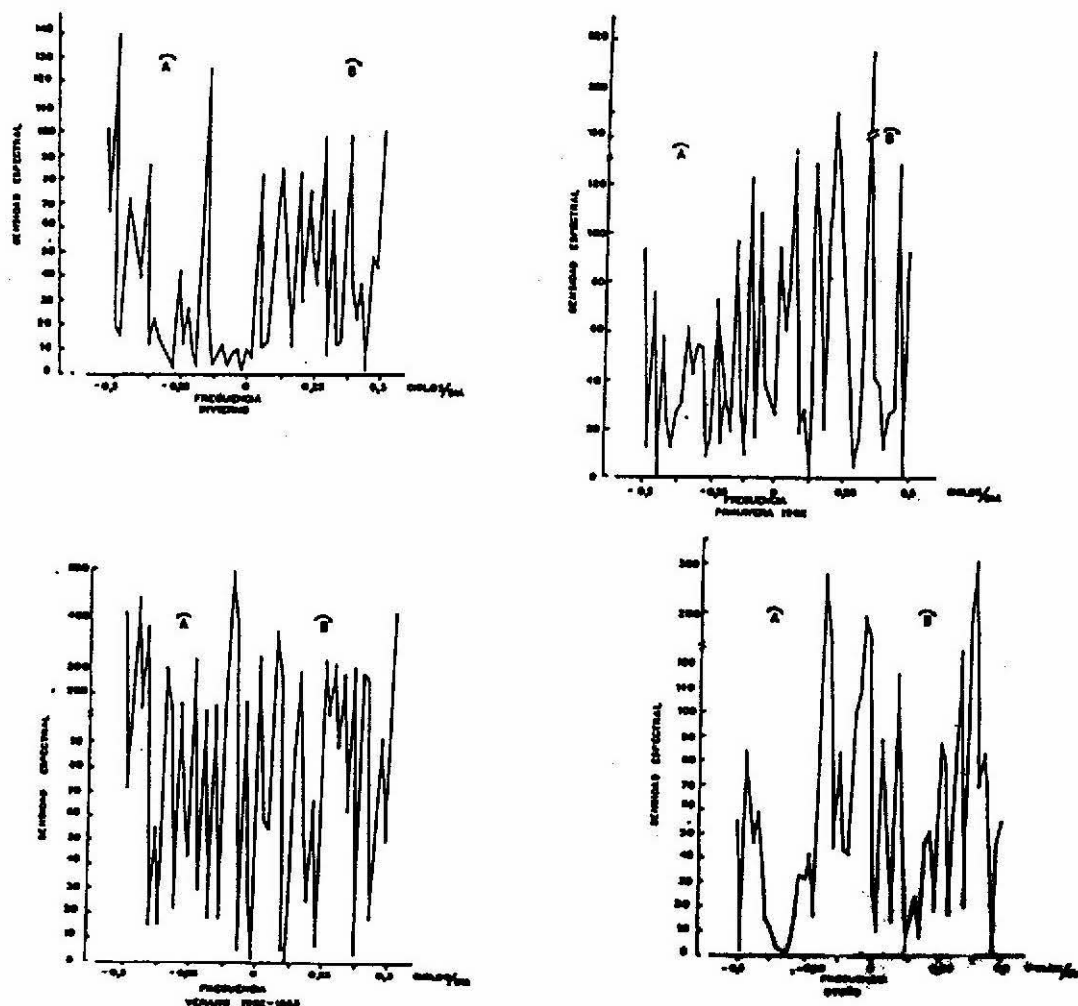


Fig. 1 Variaciones estacionales del Espectro Rotacional

ESTACION	ENERGIA %		
	GIRO ANTICICLONICO	GIRO CICLONICO	TOTAL
INVIERNO	5,88	7,05	12,93
PRIMAVERA	7,23	10,38	17,61
VERANO	26,60	20,86	47,46
OTONO	11,32	10,68	22,00
TOTAL	51,03	48,97	100

TABLA 1. Distribución Porcentual Estacional de Energía.

V. DISCUSION Y CONCLUSIONES

La información de velocidad del viento permite cuantificar la energía asociada a los procesos ciclónicos y anticiclónicos, hecho de gran importancia para estudios que permitan analizar bajo el punto de vista del intercambio energético, fenómenos meteorológicos y de interacción océano atmósfera.

La efectividad de la Técnica del Espectro Rotacional, para analizar períodos estacionales, anuales y de macro escala permite entregar un nuevo parámetro, densidad de energía, el cual es factible de correlacionar con fenómenos tales como pluviosidad, humedad relativa, distribución espacio temporal de la energía en la atmósfera, periodicidad de la actividad solar por citar algunos ejemplos.

VI. BIBLIOGRAFIA

- GONELLA J. (1972) A Rotary Component Method for Meteorological and Oceanographic Vector Times Series, Deep Sea Research, 19, pp. 833 - 846
- MOOERS C. (1973) A Technique for the Cross Spectrum Analysis of Pairs of Complex Valued Times Series, with Emphasis on Properties of Polarized Components and Rotational Invariants, Deep Sea Research, 20 pp. 1129 - 1141.

José Rutllant C.

Universidad de Chile

Resumen Se analiza en general los efectos mecánicos y térmicos de escala regional en la circulación atmosférica sobre Chile central producidos por la cadena de los Andes y, en particular, la posibilidad de existencia de una corriente en chorro sobre la ladera de barlovento por debajo de las cumbres.

A partir de estos conceptos básicos se interpreta resultados de una campaña de mediciones realizada en Abril de 1980 que consistió fundamentalmente en perfiles aerológicos transversales a la latitud de Santiago.

Se concluye que el concepto de viento de barrera es aplicable al campo de vientos producido al aproximarse una dorsal cálida en la tropósfera media y que el flujo descendente del este por debajo del máximo meridional de velocidad permite explicar casos de generación de bajos factores de ventilación en Santiago.

I CONCEPTOS BASICOS

Las características medias de la circulación troposférica global predicen, entre los 30 y 40 grados de latitud y por sobre la capa límite planetaria, un flujo dominado por el anillo circumpolar de los oestes.

La Figura 1, junto con poner en evidencia esta característica, indica que entre 8 y 5 km de altitud comienza una progresiva desviación de la dirección del viento hacia el sur, acompañada de una reducción en su velocidad.

La aparición de la componente del norte entre los 1000 y 6000 m de altitud obedece a una combinación de efectos mecánicos y térmicos producidos por la Cordillera de los Andes. Los primeros pueden visualizarse como un freno impuesto por el relieve cuando el aire incidente está establemente estratificado. Así, el flujo se desacelera apartándose del equilibrio geostrófico con la consiguiente desviación hacia presiones más bajas (hacia el sur).

Al aumentar la estratificación estable y la velocidad del viento incidente, comienza a adquirir importancia un efecto térmico que consiste en el embalsamiento del aire más denso sobre la ladera, pro-

duciéndose a lo largo de ésta una sobrepresión que refuerza la desviación del flujo (Schwerdtfeger 1974, Parish 1982). Consideraciones puramente geostroficas (viento térmico) indican que la velocidad del viento puede aumentar hacia niveles inferiores, pudiendo alcanzarse un máximo en la velocidad por debajo de la máxima discontinuidad térmica horizontal.

Un análisis cualitativo simplificado de los efectos mecánicos y térmicos combinados, se ilustra en la Figura 2. En ella, el diagrama vectorial corresponde a un régimen balanceado en que $\vec{V}_g$ representa el flujo geostrofico por encima de la discontinuidad de densidad $\Delta\rho$. El gradiente horizontal de temperatura $\Delta T = T_2 - T_1$ y la pendiente ($\text{tg } \theta$) generan un viento térmico $\vec{V}_t$ que se resta de $\vec{V}_g$ dando la velocidad y dirección geostrofica en la base de la interfaz inclinada ($\vec{V}_1$). Si a este vector resultante le agregamos el efecto mecánico a través de una componente ageostrofica $\vec{V}'$ (Schwerdtfeger 1974) obtendremos la dirección y velocidad del flujo $\vec{V}$.

II MEDICIONES

Respondiendo a la necesidad de determinar el efecto de la cordillera de los Andes sobre el flujo zonal y caracterizar en mejor forma la ocurrencia de depresiones no asociadas al frente polar sobre Chile central, se realizó en Abril de 1980, durante 15 días, una campaña de mediciones meteorológicas. Básicamente ésta consistió en la obtención de perfiles transversales de viento y temperatura a 33 S.

La experiencia fué organizada y realizada conjuntamente por las Universidades de Concepción y de Chile (Rutllant y Saavedra, 1983).

La Figura 3 muestra el campo de vientos el día 15 de Abril a las 08 horas, pudiendo observarse una corriente en chorro del NW, cuyo núcleo, a 3500 m de altitud, excede los 14 m s^{-1} . El viento sobre Quintero, a un nivel inmediatamente por encima de la Cordillera, presentaba una dirección del SW (230°) indicando la proximidad de una dorsal cálida que generó un aumento de la temperatura en toda la tropósfera media y alta entre Quintero y Farellones.

El flujo descendente del E, que se observa entre 1000 y 2000 m de altitud, produjo un calentamiento local que se tradujo en una inversión térmica superficial intensa. Este flujo parece ser parte integral de la circulación inducida por el relieve, tal como se desprende del modelamiento efectuado por Parish (1982) para la Sierra Nevada (USA).

III CONCLUSIONES

En primer lugar, este trabajo muestra una importante influencia regional de los Andes en la circulación zonal, a barlovento. La influencia andina sobre la curvatura de las trayectorias de gran escala a sotavento, se discute en Rutllant (1981).

El efecto térmico producido por el embalsamiento del aire estable, al tratar de ascender por la ladera, unido a la advección cálida debida a la aproximación de una dorsal; generan un gradiente térmico medio entre El Monte y Farellones y entre 500 y 575 mb, de 3 °C en 70 km. El cálculo del viento térmico correspondiente produce un viento geostrófico del NW de 16 m s^{-1} a 4000 m de altitud, lo que en buena medida coincide con lo observado (Figura 3).

El flujo del E, que forma parte integral de esta circulación regional, se ve favorecido por la convergencia superficial producida por una depresión no asociada al frente polar ("térmica") que se forma sobre Chile central asociada a las mismas condiciones de escala sinóptica comentadas (Rutllant, 1981).

IV REFERENCIAS

- Parish, Thomas, 1982. Barrier Winds Along The Sierra Nevada Mountains. J. Appl. Meteorology 21 (7): 925-930
- Rutllant José, 1981. Subsistencia Forzada Sobre Ladera Andina Occidental y su Relación con un Episodio de Contaminación Atmosférica en Santiago. Tralka 2 (1) : 57-76
- Rutllant J. N. Saavedra, 1983. Campaña Farellones 1980 : Un Perfil Aerológico Transversal en Chile Central. En Prensa.

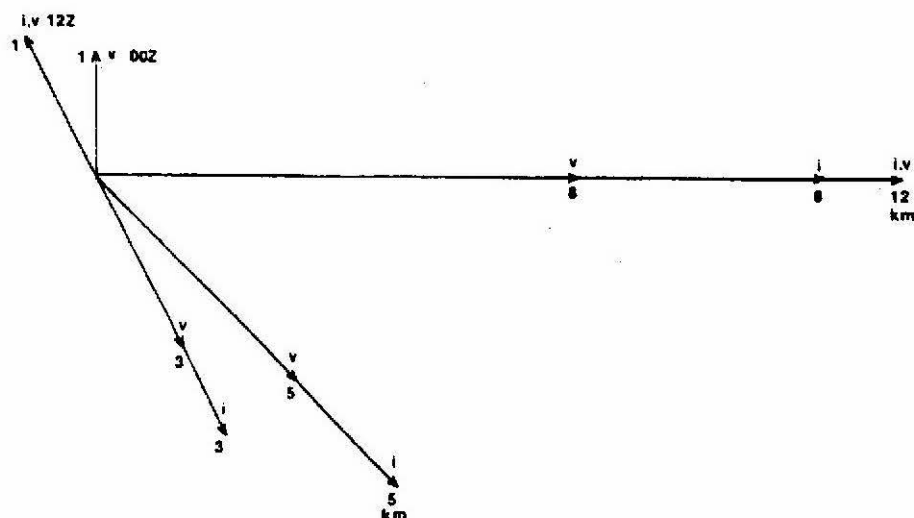


Fig 1 Vientos resultantes en Quintero a 1, 3, 5, 8 y 12 km de altitud para invierno (i) y verano (v) a partir de 20 años de radiosondeos diarios a las 00Z y 12Z (GMT)

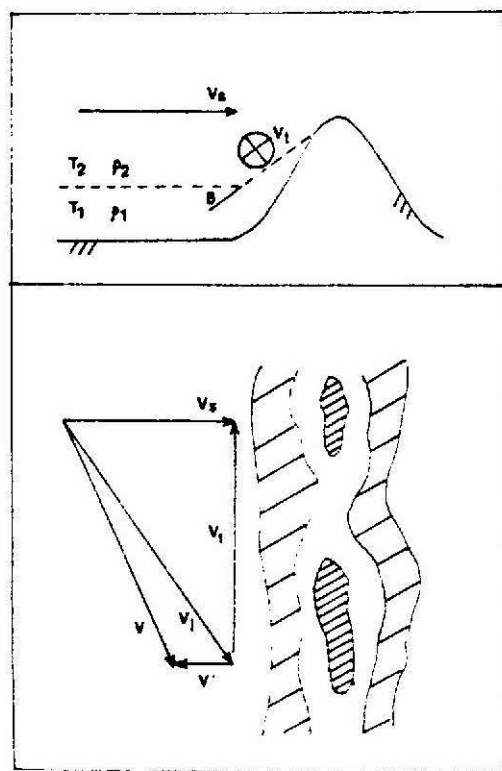


Fig 2 Esquema simplificado de la acción térmica y mecánica que una cadena montañosa ejerce sobre un flujo con estratificación estable.

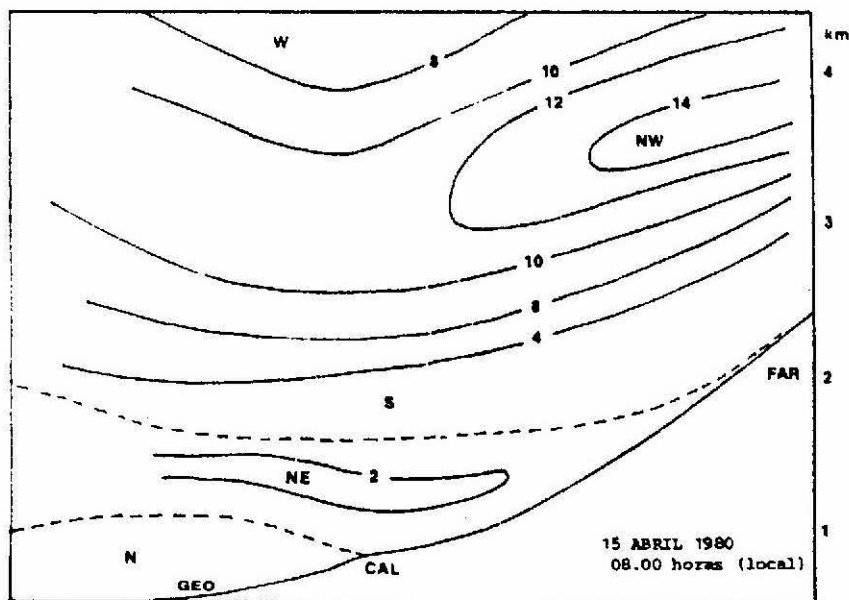


Fig 3 Perfil transversal de vientos entre Pudahuel y Farellones (FAR) a partir de mediciones en esos lugares, Dep. de Geofísica U.Ch. (GEO) y Cerro Calán (CAL). Líneas continuas son isotermas en $m s^{-1}$. La zona comprendida entre líneas de segmento corresponde a un flujo con componente del E.

" JET HACIA EL POLO FUERA DE LAS COSTAS PERUANAS "

Sergio Salinas; Gary Shaffer

Pontificia Universidad Católica - Sede Regional Talcahuano

1.- INTRODUCCION

Las regiones de pesca más ricas del mundo están ubicadas en las zonas de surgencia en las costas occidentales de los continentes. Es debido a esto que han aumentado significativamente las mediciones, análisis y teorías relacionadas con surgencia. Durante los últimos 10 años se han realizado grandes proyectos de investigación entre otros fuera de Oregon y en el Noroeste de Africa en donde se han desarrollado modernos métodos de medición y análisis. Estos métodos han sido recientemente utilizados para investigar la circulación fuera del Perú. Aquí se puede nombrar sobre todo la expedición USA-Perú JOINT II, un programa intensivo para estudios multidisciplinarios entre Marzo 1976 y Mayo 1977 que se concentraron alrededor de los 15°S. Además del punto de vista productivo la región de Chimbote (7-10°S) es la más interesante a lo largo de la costa de Perú (Zuta, Guillen 1970). Sobre el bajo "shelfen" esta el mayor sector de desove de la anchoveta. Esta fue una de las razones principales para querer estudiar la surgencia en aquella región.

2.- EXPERIMENTO

Entre el 26 de Noviembre y el 7 de Diciembre de 1977 se hicieron un total de 10 cortes de corriente y temperatura a lo largo de dos líneas fuera de Chimbote con el buque peruano B.A.P. UNANUE. Los cortes a lo largo de A se hicieron Noviembre 26,28,30, Diciembre 4,6 y a lo largo de B Noviembre 27,29, Diciembre 3,5 y 7. La temperatura se midió con una sonda de profundidad. Las co-

rientes se midieron con un péndulo de gelatina colocados cada 5 metros desde 10 metros de la superficie hasta el fondo. La exactitud en la temperatura fue de 0.1°C , en la velocidad 2 cm/seg. y 5 grados en la dirección.

En la región se encontraba al mismo tiempo el buque de investigación canadiense Baffin que participó en ICANE, un programa peruano-canadiense de carácter fundamentalmente biológico. Una parte de nuestro programa se coordinó con el del Baffin.

Las mediciones de viento se obtuvieron desde los aeropuertos de Callao, Chimbote y Trujillo. La figura 2 muestra que los vientos en la región Chimbote-Trujillo fueron bastante constantes y favorables para la surgencia costera durante el período de mediciones.

3.- RESULTADOS

i) El corte de temperatura (fig. 3) coincide bastante con mediciones realizadas anteriormente en la región (Zuta, Guillen 1970). Las isotermas y la termoclina en ambos cortes suben hasta la superficie cerca de la costa desde una profundidad de alrededor de 30 m de profundidad.

Bajo la termoclina dentro de los 20 km desde la costa las isotermas son bastante horizontales.

ii) Corrientes transversales a la costa. En ambos cortes (fig. 4) se observa la parte inferior de la capa de Ekman superficial con corriente desde la costa hasta 20 m de profundidad. A lo largo del fondo también existe una corriente que se aleja de la costa en una capa semi-homogénea de unos 40 m de espesor. Entre estas dos corrientes se observa una corriente hacia la costa. En los dos cortes A y B esta corriente de compensación es más intensa entre 20 y 30 metros de profundidad y entre las estaciones 4 y 6.

iii) Corrientes a lo largo de la costa. La figura 5 muestra

la corriente a lo largo de la costa hacia el Polo y contra el viento. La corriente se extiende a 30 km de la costa. Es más intenso cerca de la costa con una velocidad de más de 20 cm/seg.

(Las figuras no se incluyen por razones de tamaño)

" ON THE UPWELLING CIRCULATION OVER THE WIDE SHELF OFF PERU:

1. CIRCULATION

Gary Shaffer

Pontificia Universidad Católica- Sede Regional Talcahuano

ABSTRACT: During November-December 1977, a modest physical field experiment was carried out over the wide shelf off northern Perú near 9S. Repeated sections of temperature and absolute current profiles were run along two lines with 60 km alongshore separation. Local winds were moderate, rather uniform and favorable for upwelling throughout the study period. Two main circulation features were found: (1) a strong, persistent and shallow cross-shelf upwelling cell. Mean shoreward flow of up to 15 cm s^{-1} was found centered at 20-25 m depth as opposed to 40-50 m depth near 15S. The surface Ekman layer was only 10-15 m deep; (2) a rather strong, persistent and barotropic poleward jet within 30 km of the coast. Such a structure is apparently only found over the wide northern shelf off Perú and may lead to upwelling out of the bottom mixed layer through Ekman pumping and subsequent vertical compression of the cross-shelf upwelling cell. It is argued that, whereas the poleward flow is clearly a large scale feature, its jet-like nature over the wide shelf may be a "local" feature associated with local alongshore variations of coastline and bottom topography.

Finally, speculations on the reasons behind the evolution of the wide northern shelf as the main spawning ground for the Perú anchovy are presented based on these results.

H. Fuenzalida * y R. Grunefeld

* Universidad de Chile

Resumen. Se describe la construcción de un modelo numérico simple para simular el movimiento medio de las aguas y las variaciones de su superficie libre, dentro de cuencas hidrográficas con contorno y topografía de fondo arbitrarios. El movimiento es forzado por el arrastre del viento y los desniveles que las mareas imponen en la boca de la bahía.

El modelo es validado con casos simples que aceptan solución analítica y se verifica su sensibilidad al parámetro de valor más incierto, la pendiente del fondo y la velocidad del viento. Finalmente el modelo es aplicado a la Bahía de Concepción en la cual logra reproducir varios aspectos teóricos y observados.

I. TEORIA

La situación se plantea como un problema de valor inicial con condiciones de adherencia al fondo y arrastre en una superficie de nivel variable pero sin desplazamientos del contorno del dominio sumergido.

Las ecuaciones gobernantes son expresiones de la conservación de masa y cantidad de movimiento para un fluido incompresible y en equilibrio hidrostático (aproximación de aguas someras), las cuales son integradas desde el fondo a la superficie libre reduciendo las variables independientes a la velocidad horizontal media y el nivel de la superficie libre en función del tiempo y las coordenadas horizontales.

Las expresiones resultantes son simplificadas adicionalmente ignorando los términos advectivos no lineales y las variaciones de profundidad salvo en lo que concierne a las variaciones horizontales de presión. Los efectos del roce con el fondo, el arrastre del viento y la difusión lateral

de momentum son parametrizadas en términos de coeficientes de arrastre y un término difusivo.

Las ecuaciones diferenciales resultantes son aproximadas por medio de diferencias finitas aplicadas al dominio horizontal discretizado. El esquema es semi-implícito con diferencias temporales progresivas y espaciales centradas.

II. PRUEBAS NUMERICAS

La validación del modelo numérico se hace integrando un dominio cerrado unidimensional, sin términos disipativos ni término de Coriolis y con condiciones de borde de Dirichlet en velocidad y de Neumann para la deflexión de la superficie libre. Al comparar la solución analítica con los resultados numéricos se obtiene excelente coincidencia en el período fundamental de oscilación del nivel libre así como en la amplitud de sus variaciones de altura.

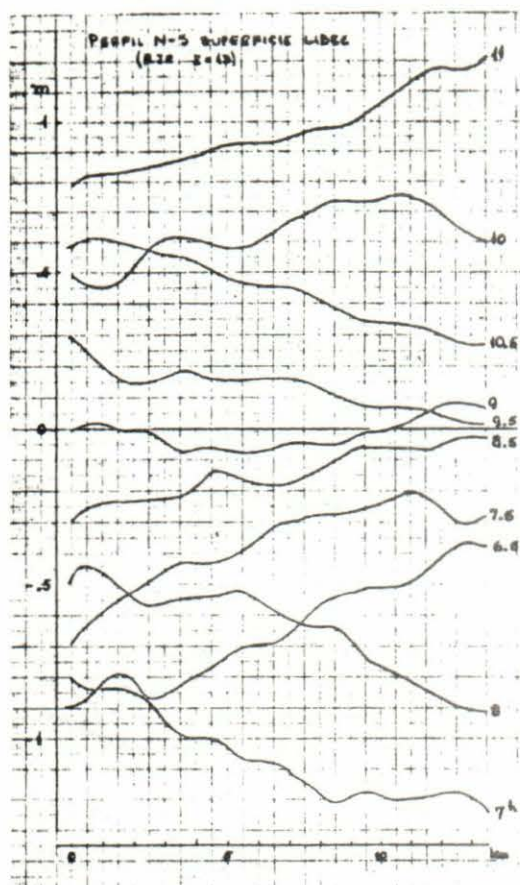
Luego se integró el modelo con bahías de fondo y formas simples bajo la acción del viento solamente o en combinación con mareas. En una bahía de forma cuadrada, de 1 Km de lado, con una boca que cubre un tercio del lado y fondo plano, bajo la acción de un viento de 10 m/seg se generan desniveles de 1 mm/Km y velocidades menores de 0.5 mm/seg, valores despreciables comparados con los provocados por las mareas que con una amplitud de 1 m dan lugar a velocidades diez veces mayores en la misma bahía. En iguales condiciones se verificó la sensibilidad de los resultados del modelo a variaciones en los valores de la difusividad, del viento y de la pendiente del fondo resultando muy sensibles a los dos últimos, pero no a la primera.

III. APLICACION

Finalmente se aplicó el modelo a un caso real, el de la Bahía de Concepción la cual fué discretizada con un intervalo de 1 Km. La circulación fué forzada por un viento S

de 10 m/s y mareas semidiarias de 0.9 m de amplitud en la boca de la bahía, Fig.1. El modelo fué integrado hasta un lapso de 12 horas o sea un ciclo completo de la marea forzante.

Los resultados obtenidos muestran que las aguas de la bahía se mueven siguiendo las fluctuaciones de nivel en la boca pero con los



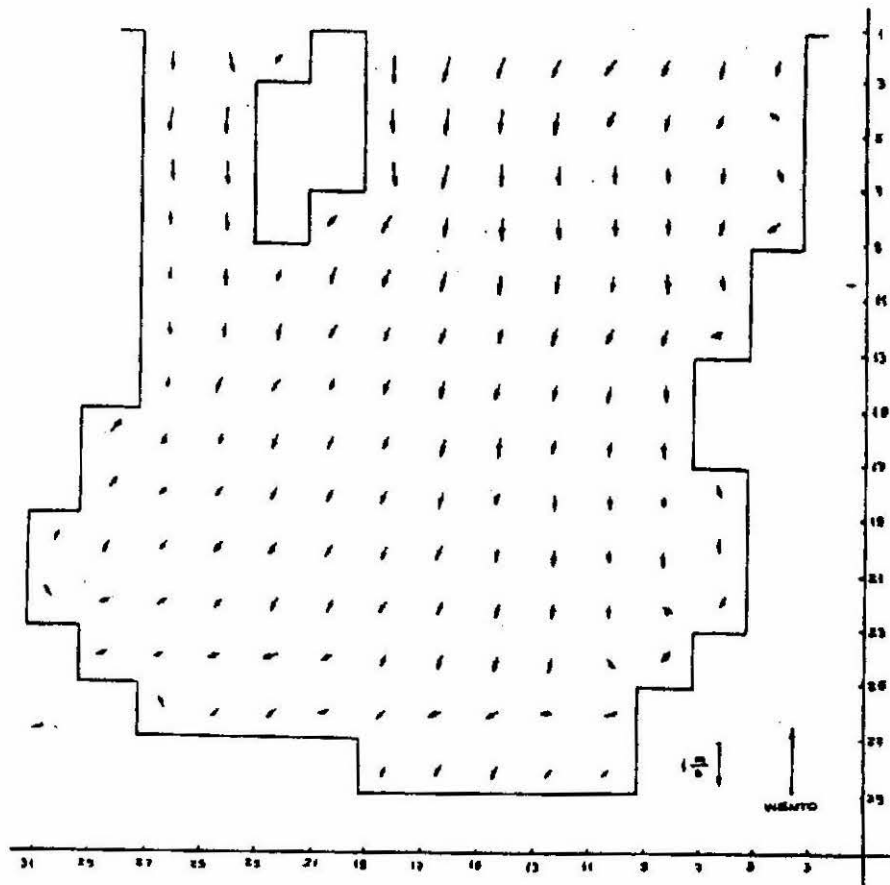


Fig.3 Flujo en la bahía luego de 12 horas de simulación.

Las alturas máximas de mareas observadas en Caleta Lirquén y el Puerto de Talcahuano son de 0.8 y 0.9 m respectivamente y las simuladas en estos lugares de 1.0 y 1.1 m las cuales reproducen las diferencias relativas. La mayor magnitud puede deberse a que la amplitud impuesta en la boca no corresponda al valor real.

IV. BIBLIOGRAFIA

Fuenzalida, H., 1977: Revista de Geofísica IPGH, N° 7, México.

Grunefeld, R., 1983: Memoria de Título, Ing. Civil, Universidad de Chile.

P.Riffo , G.Puentealba , L.H.Urra

Universidad de la Frontera

RESUMEN. Se hace una sumaria relación histórica del comportamiento eruptivo del volcán Villarrica, con especial referencia al impacto que su actividad ha tenido en el medio ambiente regional. Se destaca, además, los efectos y evolución de la última crisis eruptiva de 1971-72

I. INTRODUCCION

El volcán Villarrica, en más de una oportunidad denominado el "faro de la Araucanía" ha estado presente en todo el desarrollo histórico de la región y es considerado uno de los más activos del país. Según los cronistas, incluso una de sus erupciones provocó que los caciques, "en primer término los de Villarrica, amedrentados con la erupción, negociaron la paz" ¹ . Esto ocurría en febrero de 1640.

El hecho, además, de ser el objeto de un interesante proyecto en el área de la sismología, nos motivó para hacer esta sumaria caracterización del volcán Villarrica, junto al hecho de que se encuentra próximo a uno de los sectores más poblados del sur y es un centro importante de atracción turística a nivel internacional.

II. LOCALIZACION

Situado a 15 Kms. de Pucón y 30 Kms. de Villarrica, este volcán se alza en el extremo suroriental de la IX Región, entre los Lagos Calafquén y Villarrica. Sus coordenadas geográficas son: 39°25'Lat.S 71°57'Long.W; Altitud: 2.847 m.s.n.m.

III. ESTRUCTURA Y MORFOLOGIA

El Villarrica es un moderno estratovolcán, bien perfilado y con una enorme caldera desplazada hacia el S.E. El cono principal, acti-

(1) Arellano, Historia del Cincuentenario de Temuco

vo, está rodeado por varios conos piroclásticos y a raíz de la última erupción (Diciembre 1971) se formó una fractura dirección "N 30°E la que puede ser distinguida a ambos lados del ~~sonna~~" ². Activo desde el Plioceno, está cubierto por un grueso y extenso casquete de hielo, por lo que los lahares son frecuentes.

Tanto el origen del volcán mismo como la frecuencia de sus erupciones podría explicarse por la situación geotectónica de la región y el país en el margen occidental sudamericano. Recordemos que forma parte del Círculo de Fuego del Pacífico y que el territorio chileno y su extensa línea de volcanes comprende el sector meridional del borde occidental antes señalado.

En su composición litológica, predominan las rocas andesíticas y basálticas. En las últimas erupciones han predominado las emisiones de rocas básicas bastante escoriáceas (lavas "aa"), aún cuando pequeñas emisiones de lavas cordadas han sido detectadas en las proximidades del Refugio Andino.

IV. SINOPSIS HISTORICA

El volcán Villarrica (Quitralpillán para los araucanos) inicia su historial eruptivo en 1558, culminando en 1971-72. En el cuadro N°1 se resume esta actividad, limitándose, a continuación, a consignar algunos de los eventos más espectaculares:

- 1558 Destrucción del poblado de Villarrica
- 1575 Nueva destrucción de Villarrica. Sólo queda en pie una capilla y se registran 350 muertos.
- 1640 La lava llega al lago Villarrica(Mallolafquén, para los araucanos) e incluso alcanza al río Toltén. El área era visitada por el Marqués de Bayde y los caciques, asustados por la erupción negociaron la paz.
- 1647 Erupción de lavas y cenizas. Estas últimas alcanzan hasta Valdivia.
- 1787 La lava escurre durante varios días, especialmente hacia Pucón.

(2) Moreno, H. Airplane Flight Over Active Volcanoes Of. Central-South Chile. IAVCEI, Santiago, 1974

1790-92-96-99 y 1801 Temblores y lluvias de cenizas

1906 Fuertes ruidos subterráneos, pero pocas emisiones lávicas.

1913 Violenta crisis. Piroclásticos alcanzan hasta Argentina. Durante 5 días avalanchas de nieve, barro y materiales sólidos son lanzados en todas direcciones.

1920 En diciembre, fuertes temblores seguidos de grandes explosiones.

1948- En octubre de 1948, grandes avalanchas se descargan por los
49 ríos: Turbio, Molco, Huichatío, Loncotraro y Voipir. En enero de 1949 ríos de lava bajan en dirección a Coñaripe. Se incendian grandes bosques nativos.

1963 Principales avalanchas se dirigen hacia el lago Calafquén, por el río Chaillupén. Se cortan 5 puentes.

1964 Una de las más violentas erupciones de los últimos años. Avalanchas de agua, barro, piedras y troncos arrasan el 50% del pequeño poblado de Coñaripe, el 2 de marzo, causando 22 víctimas.

1971- La última crisis se inicia en octubre de 1971, se intensifica
72 en noviembre y el 29 de diciembre, "culmina la fase efusiva del volcán Villarrica, iniciada el 29 de octubre" ³. Hacia el lago Villarrica las avalanchas cortan los puentes de los ríos Turbio, Carmelito y Correntoso; arrasan varios sectores de camping (Narquimalal entre otros) y destruyen, además, campos de cultivos y bosques. Hacia el lago Calafquén las avalanchas se deslizan por el río Chaillupén, el que recibe después un fuerte flujo de lava que alcanzó una longitud de "14 Kms. con un ancho medio de 200m. y un espesor promedio de 5m" ³. Hacia el Pedregoso, afluente del Turbio, la lava se extendió por 6 Kms. Se estimó en 15 el número de personas desaparecidas.

1983 Enero a octubre. Actividad fumarólica permanente, habiéndose observado un lente lávico de unos 30m. de diámetro en el cráter principal, a unos 150m. de la cima.

(3) Distribución del volcanismo activo de Chile y la reciente erupción del volcán Villarrica. Oscar González-Ferrán, en el Primer Symposium Cartográfico Nacional, Santiago, agosto de 1972.

CONCLUSIONES

Un volcán de gran atracción geofísica y económica en el que deben centrarse las investigaciones multidisciplinarias, con el objeto de tener una ficha lo más exacta posible de su comportamiento futuro, en pro del desarrollo regional.

CUADRO # 1 REGISTRO HISTORICO DE ERUPCIONES

1558	1575	1640	1647	1657	1730
1737	1787	1790	1792	1796	1799
1801	1806	1832	1837	1867	1879
1883	1898	1906	1907	1909	1913
1919	1920	1948-49	1963	1964	1971-72

/nagg.

NIVELES DE MICROSISMICIDAD DEL VOLCAN VILLARRICA

G. Fuentealba , L.Urra , R.Dunlop

Universidad de la Frontera

RESUMEN: Se dan a conocer algunos aspectos del avance del proyecto " Estudio de la microsismicidad del volcán Villarrica". Se informa sobre la metodología usada y los resultados obtenidos a la fecha considerando solamente aquellos aspectos relacionados con la actividad microsismica aunque el proyecto consulta además el estudio de otros parámetros geofísicos asociados con la actividad volcánica cuya correlación permita estimar un modelo del comportamiento eruptivo del volcán.

I. INSTALACIONES EXISTENTES Y METODOLOGIA DE TRABAJO

Se ha instalado una estación sismológica, telemétrica, vertical, de período corto en la zona del refugio del volcán Villarrica, con fase receptora en la ciudad de Temuco.

La información ha sido recogida desde el mes de Agosto de 1982. Los primeros meses, entre Agosto 1982 y marzo 1982 mostraron la necesidad de trasladar el sismómetro a un lugar que diera más seguridad en el análisis de datos pues la ubicación original presentaba problemas de captación de señales externas producidas por vehículos y personas que transitaban por la zona anexa al refugio.

La nueva ubicación permitió mejorar la información pero, con el fin de optimizar resultados, se ha considerado una reubicación de la estación la que se llevará a cabo en el mes de noviembre, cuando las condiciones climáticas lo permitan.

La primera fase de análisis consistió en aprender a diferenciar entre señales sísmicas y señales no relacionadas con actividad sísmica ("ruido"), y luego diferenciar la actividad sísmica asociada con la actividad del volcán del resto de la información sísmica registrada. Para este efecto se usó el método de comparación entre la información registrada por la estación del volcán y aquella recibida por la estación de período corto del cerro Nielol, en Temuco.

Científicos japoneses¹ han establecido una clasificación de sismos asociados a actividad volcánica. Esta clasificación establece primariamente los siguientes tipos de sismos:

- * Sismos tipo A: constituidos fundamentalmente por ondas de cuerpo y generados a una profundidad variable entre 1 y 20 Km.
- * Sismos tipo B: con un registro formado por una mezcla de ondas de cuerpo y ondas superficiales y originados en profundidades no mayores de 1 Km.
- * Sismos tipo pulsaciones: con un registro en el que predominan ondas superficiales y originados en profundidades similares a los del tipo "B"
- * Sismos explosivos: sismos causados por explosiones en el cráter del volcán.

II. RESULTADOS PARCIALES OBTENIDOS

Usando como base la información anterior, se ha establecido una preclasificación de la microsismicidad asociada al volcán Villarri-ca.

Los sismogramas obtenidos permitieron confeccionar la siguiente tabla, en que por razones de mayor seguridad en la lectura se ha considerado solamente el período comprendido entre abril 1983 y Agosto 1983.

Tabla de frecuencias mensuales de sismos volcánicos

MES	Tipo A	Tipo B	Pulsaciones	Explosivos	Total
Abril	7	8	25	-	40
Mayo	6	-	71	-	77
Junio	4	7	31	-	42
Julio	16	8	51	-	75
Agosto	15	6	38	-	59

III. ANALISIS DE LOS RESULTADOS

En primer lugar, considerando que se cuenta con sólo cinco meses

ANOMALIAS GRAVITACIONALES EN AREAS VOLCANICAS MONUMENTACION EN EL VOLCAN VILLARRICA

M. Araneda, M. S. Avendaño

* Depto. de Geología y Geofísica, Universidad de Chile.

Resumen. En este trabajo se dan conceptos generales en cuanto a la interpretación de las anomalías gravimétricas con la finalidad de ser aplicadas en el monitoreo de erupciones volcánicas. Además se presenta el establecimiento de una red gravimétrica diseñada para el volcán Villarrica con su implementación futura (Ver figura 1).

I. INTRODUCCION.

Los métodos geofísicos han probado ser muy útiles en áreas volcánicas con la finalidad de estudiar las estructuras subyacentes a dichas áreas. Específicamente, nuestro estudio trata las anomalías gravimétricas asociadas al movimiento del magma que podrían esperarse de acuerdo a la actividad de un volcán. En la actualidad las prospecciones gravimétricas en zonas volcánicas se hacen indispensables para estudios generales de la estructura del volcán y al mismo tiempo se usa para la predicción de erupciones. Este hecho nos ha llevado a dar modelos generales que podrían considerarse en la interpretación de las anomalías gravimétricas. Además se presenta un plano esquemático con la monumentación para medir la aceleración de la gravedad en el volcán Villarrica el que en el futuro contará con nuevas bases y mediciones precisas de nivelación.

II. ANTECEDENTES SOBRE ZONAS VOLCANICAS.

Debido a la importancia que constituye conocer las estructuras volcánicas y su comportamiento relacionado con el flujo del magma y las erupciones, sería conveniente realizar exploraciones gravimétricas en cada volcán con el propósito de obtener datos fundamentales que pueden ser requeridos para la predicción de la erupción.

La ventaja de esta metodología es su bajo costo y la rapidez de tomar la información. Como única desventaja que se visualiza, es la accesibilidad a las bases las que debieran medirse con una periodicidad de 2 meses como mínimo o cuando se observen manifestaciones superficiales poco frecuentes, (aumento de fumarolas, fumarolas con explosiones, aumento de la sismicidad, etc.). Por supuesto que la desventaja mencionada podría subsanarse siempre y cuando se cuente con los medios necesarios para realizar las medidas, (ej. helicópteros).

Es importante destacar que este tipo de investigaciones se hace mucho más necesaria cuando las zonas que circundan el volcán están densamente pobladas o se proyecta alguna obra importante de ingeniería.

Otro factor que habría que mencionar es la precisión de las medidas que entregan actualmente los gravímetros LaCoste & Romberg, que se caracterizan por su baja deriva y su alta sensibilidad para establecer estaciones bases. Con las debidas consideraciones de mantención y traslados, estos instrumentos pueden dar lecturas del orden de 2 a 3 microgales, que son suficientes como para detectar desplazamientos verticales de 1 cm. (efecto de aire libre). Siempre y cuando las anomalías se deban a desplazamientos verticales, ya que existen anomalías producidas por el movimiento interno del magma sin variación de la cota del terreno.

III. ANOMALIAS GRAVIMETRICAS DEBIDO A MASAS SUBTERRANEAS.

El procedimiento común para estimar masas anómalas producidas por anomalías gravimétricas es utilizar el teorema de Gauss, éste relaciona la anomalía integrada sobre un plano horizontal que detecta el límite de la anomalía gravimétrica que tiene la siguiente forma

$$\Delta M = \frac{1}{2\pi G} \iint \Delta g(x,y) dx dy$$

Esta fórmula solamente da una estimación de la forma, profundidad, densidad de la masa anómala. El error producto de la estimación de la masa, deriva principalmente de la extensión del levantamiento gravimétrico de tal manera que posteriormente se pueda obtener solamente la anomalía de interés que podrá ser evaluada según la fórmula mencionada anteriormente.

Ciertamente se puede esperar que las estructuras volcánicas produzcan anomalías gravimétricas positivas debido a que el volcanismo está acompañado frecuentemente por desplazamiento de enormes cantidades de materiales de altas densidades en el momento de hacer erupción. Algunos volcanes muestran anomalías muy agudas o suaves dependiendo de su origen y formación. Por último existen volcanes del tipo estratificado o en forma de escudo, en este caso las anomalías que presentan son generalmente intracónditas por lo tanto las anomalías que podrían presentar, se deberían exclusivamente a la forma del basamento.

IV. ANOMALIAS GRAVIMETRICAS Y SU RELACION CON CAMBIOS DE ELEVACION.

Con la finalidad de estudiar el comportamiento de un volcán mediante gravimetría habría que analizar dos problemas que generalmente se encuentran asociados: a) Movimiento del flujo magmático sin manifestarse en superficie y b) movimiento del flujo magmático con manifestaciones superficiales (desplazamientos verticales). Ambos están íntimamente ligados como precursores de una posible erupción; el primero requiere de medidas sistemáticas de la gravedad, y en el segundo caso sería muy conveniente que

además fuera acompañado de nivelaciones de precisión para su posterior correlación. Este último problema denominado también dilatación, es un problema básico en la investigación de terremotos.

Para efectos de ilustrar el último fenómeno descrito (expansión vertical) se considerará una capa de extensión infinita de espesor $h(m)$ y densidad inicial ρ_0 (gr/cm^3). La relación del cambio de gravedad está dado por:

$$\frac{dg}{dh} = - 0.3086 + 0.042 \left\{ \rho_0 + h \frac{d\rho}{dh} \right\} \text{ mgal/m}$$

Si la elevación cambia, dh , es debido a una expansión uniforme en la capa, durante la cual se crea un espacio, si este espacio se lleva inmediatamente con material de densidad ρ_w se tendrá:

$$\frac{d\rho}{dh} = \frac{\rho_w - \rho_0}{h} \quad y$$

$$\frac{dg}{dh} = - 0.3086 + 0.042 \rho_w \text{ mgal./m.}$$

Si $\rho_w = 0$ (expansión dilatante seca). La gravedad disminuirá de acuerdo a la anomalía de aire libre, correspondiendo al hecho que la masa total bajo la estación es constante. Si $\rho_w = \rho_0$ (levantamiento a densidad cte.) la gravedad cambia según la anomalía de Bouguer de acuerdo a la densidad dada.

Usando $\rho_0 = 2.67 \text{ gr/cm}^3$ valor promedio usado para las rocas de la corteza $dg/dh = - 0.196 \text{ mgal/m.}$. Si $\rho_w = 1 \text{ gr/cm}^3$ (fracturas que se llenan de agua tan rápido como se abren) $dg/dh = - 0.267 \text{ mgal/m.}$

La expansión de una capa horizontal de extensión infinita no es un buen modelo para la mayoría de los volcanes. Por esto si se considera el caso en que la zona afectada se encuentra acotada por un radio y espesor de 5 km., semejante a un cilindro recto de densidad ρ_0 , altura h y radio r cuya atracción gravitacional ejercida sobre su eje vertical está dada por la conocida fórmula

$$g_{cil} = 0.042 \rho_0 \{ h - \sqrt{h^2 + r^2} + r \} \text{ mgal.}$$

La variación de la gravedad en este punto está en función de la cota en que se realiza la medida y la densidad del cilindro. Además

debe considerarse el efecto que produce el material que circunda exteriormente el cilindro de radio r y altura h . El resultado total está dado por:

$$\left(\frac{dg}{dh}\right)_{\text{cil}} = 0.042 \left\{ \rho_0 + (h - \sqrt{h^2 + r^2} + r) \frac{\rho_w - \rho_0}{h} \right\} \text{ mgal/m}$$

Donde la densidad cambia nuevamente se supone que es debido a la expansión lineal uniforme del cilindro paralelo a su altura y los nuevos espacios son llamados con una nueva sustancia de densidad ρ_w . Esta expresión es sumada al gradiente de aire libre para obtener la ^{w} relación total del cambio durante el levantamiento.

Por ejemplo para un cilindro de radio $r = h$ se tiene

$$dg/dh = 0.3086 + 0.042 \{ 0.414 \rho_0 + 0.586 \rho_w \}$$

$$\text{para } \rho_w = 0, dg/dh = -0.262 \text{ mgal/m}$$

$$\text{para } \rho_w = \rho_0 \quad dg/dh = -0.196 \text{ mgal/m}$$

$$\text{para } \rho_w = 1, dg/dh = -0.238 \text{ mgal/m}$$

De todo lo anteriormente expuesto se deduce que el método gravimétrico requiere de datos muy exactos para poder distinguir entre las relaciones de cambio de gravedad y los cambios de elevación.

V. RED GRAVIMETRICA PARA EL VOLCAN VILLARRICA.

De acuerdo a un convenio existente entre la Universidad de Chile y la Universidad de la Frontera, el Departamento de Geología y Geofísica en conjunto con el Departamento de Física respectivamente han elaborado un proyecto para realizar medidas precisas de la gravedad en puntos bien establecidos con la finalidad de observar variaciones de la gravedad a través del tiempo y poder correlacionarlas con futuras erupciones. (Ver figura 1).

REFERENCIAS.

- G.V. Johnsen, A. Bjornsson y Sigurdsson, Gravity and Elevation Changes Caused by Magma Movement. Beneath the Krafla Caldera, Northeast Iceland J. Geophys 47, 132-140, 1980.
- Trevor M. Hunt, Gravity Changes at Wairakei Geothermal Field, New Zealand. Geol. Soc. of American Bulletin, V.81, 529-536, 1970.
- J. B. Walsh, An Analysis of Local Changes in Gravity Due to Deformation. Pageoph Vol. 113, 97-106, 1975.

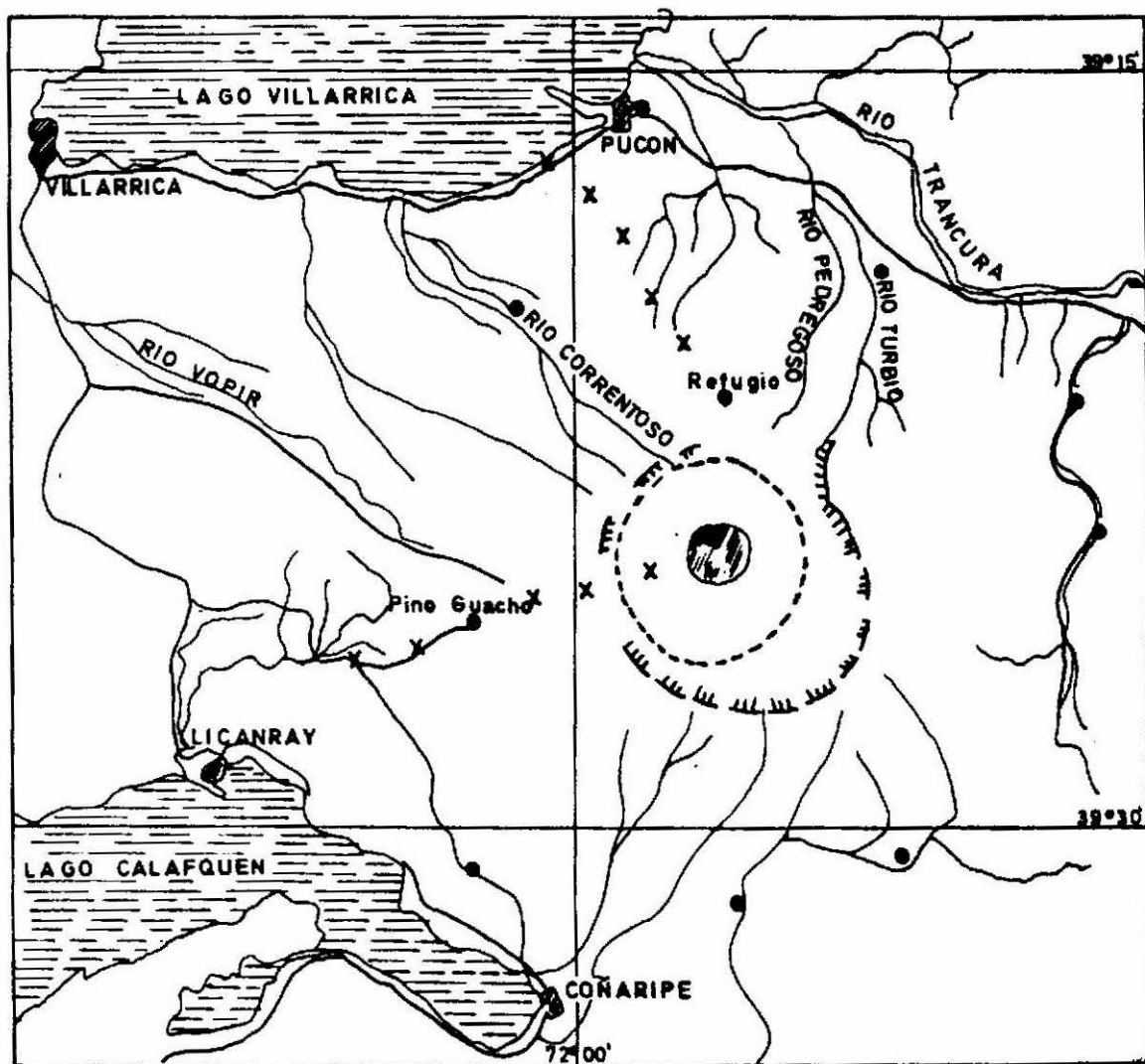


FIGURA 1
VOLCAN VILLARRICA
● PUNTO ESTABLECIDO
X PUNTO IMPLEMENTACION
FUTURA
CONO CENTRAL VOLCAN
SOMMA DEL VOLCAN

MATRICES DE GRAM GENERALIZADAS

Víctor Valderrama Vergara

Universidad de Magallanes

RESUMEN. En la teoría de la aproximación de 2a. especie en L^2 , aparecen matrices cuyos elementos se generan por el producto escalar de funciones pertenecientes a conjuntos, que por estar fuera de su intervalo primitivo de definición, no constituyen base a pesar que siguen siendo linealmente independientes.

Siguiendo el algoritmo de 2a. especie y/o el método directo (aproximación de 1ra. especie), demostraremos que siguen un comportamiento similar a las matrices ortogonales. También señalaremos que ellas son fácilmente invertibles con sólo conocer la inversa de la que hará de pivote.

I. INTRODUCCION

Habíamos establecido (1) que entre los espectros de la misma función en intervalos distintos, se cumple una relación lineal dada por:

$$1) \quad [\langle f(x), \delta_1(x) \rangle] = |\langle \delta_1(x), \Gamma_k(x) \rangle| [F(x), \Gamma_k(x)]$$

El propósito de este trabajo es estudiar el comportamiento de matrices de la forma $|\langle \Gamma, \Gamma \rangle|, |\langle \delta, \Gamma \rangle|, |\langle \psi, \Gamma \rangle|$ Donde el producto escalar se calcula en un espacio diferente del que ellas constituyan una base, ya sea porque el intervalo primitivo se cambió por ampliación, reducción o transformación de coordenadas. Cuando ocurre lo anterior diremos que tenemos una matriz de Gram generalizada (2).

II T E O R I A

Dado que operaremos en intervalos diferentes y las funciones de base dejan de ser ortonormales, respetaremos las convenciones que siguen:

- a) Habrá un intervalo $[a, c]$ y dos sub-intervalos contiguos tales que $[a, b] \cap [b, c] = (b)$. Además las expresiones definidas en $[a, b]$ se señalarán con una prima ' y para $[b, c]$ con 2 primas ''.

b) Las letras mayúsculas se reservarán para las funciones definidas en el intervalo completo $[a, c]$ o para designar metrices, cualquiera que sea el intervalo en que estén calculadas.

c) Las letras griegas denotarán funciones ortonormales en su espacio de ortogonalidad. Si ellas dejan de ser base, se convierten en funciones corrientes y se las señalará con una letra itálica.

d) A la componente n de una función $F(x)$ desarrollada en serie con respecto a una base $\Gamma_1(x)$ se le escribirá $F_n(\Gamma)$. Al producto escalar se le abreviará (Γ_j, Ψ_j) para indicar $\int \Gamma_j(x) \Psi_j(x) dx$. Empecemos re escribiendo la ecuación (1) de acuerdo a las convenciones adoptadas.

$$1) [f'_i(x)] = |\langle \delta_i, g'_k \rangle| [F_k(\Gamma)] = A [F_k(\Gamma)]$$

Podemos escribir a partir de la definición de $F_n(\Gamma)$

$$F_n(\Gamma) = \langle F, \Gamma_n \rangle = \langle f', g'_n \rangle + \langle F, g'' \rangle = \langle \sum f'_j(x) \delta_j, g'_n \rangle + \langle \sum F_i(\Gamma) \Gamma_i, g'' \rangle = \sum (\langle g'_n, \delta_j \rangle f'_j(x) + \langle g''_n, g''_j \rangle F_n(\Gamma))$$

Que reagrupada y observando que $G' + G'' = |\delta_{ij}|$ la escribiremos

$$2) |\langle g', g' \rangle| = |\langle g', \delta \rangle| |\langle \delta, g' \rangle| = A^t A = G'$$

Si disponemos de otra base $\Psi_j(x)$ que al operar en $[a, b]$ origina las funciones $s'_j(x)$ podemos plantear una ecuación análoga a la (1)

$$3) [f'_i(x)] = |\langle \delta_i, s'_k \rangle| [F_k(\Psi)]$$

además se cumple

$$4) [F(\Psi)] = |\langle \Psi, \Gamma \rangle| [F(\Gamma)]$$

de 1 3 y 4

$$5) |\langle \delta, g' \rangle| = |\langle \delta, s' \rangle| |\langle \Psi, \Gamma \rangle|$$

Las demostraciones anteriores se apoyan en los resultados de la aproximación de 2a. especie. Podemos obtener las mismas expresiones por un método directo. A modo de ejemplo veamos la form(5)

$$\begin{aligned} \sum_k \langle \delta_i, s'_k \rangle \langle \Psi_k, \Gamma_j \rangle &= \sum_k \langle \delta_i, \sum_n \langle \Psi_k, \Gamma_n \rangle \Gamma_n \rangle \langle \Psi_k, \Gamma_j \rangle \\ &= \sum_k \sum_n \langle \delta_i, g'_n \rangle \langle \Psi_k, \Gamma_n \rangle \langle \Psi_k, \Gamma_j \rangle = \\ &= \sum_n \langle \delta_i, g'_n \rangle \delta_{nj} = \langle \delta_i, g'_j \rangle \end{aligned}$$

No es difícil probar por uno u otro método las relaciones que se dan a continuación junto con explicitar la inversa de matrices no ortogonales.

$$6) |\langle \alpha, g' \rangle| = |\langle \alpha, \delta \rangle| |\langle \delta, g' \rangle| \rightarrow |\langle \alpha, g' \rangle|^{-1} = A^{-1} |\langle \delta, \alpha \rangle|$$

$$7) |\langle \delta, \delta' \rangle| = |\langle \delta, g' \rangle| |\langle \Gamma, \psi \rangle| \rightarrow |\langle \delta, \delta' \rangle|^{-1} = |\langle \psi, \Gamma \rangle| A^{-1}$$

$$8) |\langle g', g' \rangle| = |\langle g', \delta \rangle| |\langle \delta, g' \rangle| \rightarrow |\langle g', g' \rangle|^{-1} = A^{-1} (A^{-1})^t$$

$$9) |\langle g', \delta' \rangle| = |\langle g', \delta \rangle| |\langle \delta, \delta' \rangle| \rightarrow |\langle g', \delta' \rangle|^{-1} = |\langle \psi, \Gamma \rangle| A^{-1} (A^{-1})^t$$

La matriz A cuya inversa permite calcular las inversas del resto de las matrices la llamaremos matriz pivote.

III CONCLUSIONES

1. Se ha dado un paso más en apoyo a la consistencia de la re constitución de una función por aproximación de 2a. especie
2. Resparece la factibilidad de obtener resultados en un inter valo, usando los valores de la función en otro.
3. Las matrices de Gram generalizadas aunque carecen del cómo- do requisito de ortogonalidad, formalmente siguen la rela ción triangular en lo que se refiere al producto matricial.
4. La inversa de cualquier matriz de Gram generalizada se pue de obtener conociendo sólo la inversa de una de ellas. Esta propiedad nos será de gran utilidad cuando queramos estable cer un algoritmo computacional que relacione los espectro de una función en diferentes intervalos o con respecto a dife rentes funciones de base.

IV BIBLIOGRAFIA

- 1) V. Valderrama "Extensión de una función R-S fuera del inter valo de ortogonalidad de las funciones de base". XIII Con greso Científico de la Sociedad Chilena de Física (SOCHIFI) Concepción, Enero 1978.
- 2) Courant, R., D. Hilbert, "Methods of Mathematical Physics Vol. I, New York: Wiley-Interscience, 1961. Pág. 80; 120.

FISICA DE MATERIALES

ESTUDIO DEL PROCESO DE AD-DESORCION DEL H_2 EN W
MEDIANTE E.S.D. Y P.T.D.

Fernando González R.
Dpto. Física. Fac. Ciencias B. y F.
Universidad de Chile, Casilla 653 Stgo.

Resumen. Se presentan resultados experimentales de la adsorción y posterior desorción, de H_2 sobre W a 300°K. Las técnicas usadas fueron Desorción Electrónica Inducida (ESD) y Desorción Térmica Controlada (PTD). Se encuentran tres estados de desorción, siendo dos los más importantes. Sus valores de energías de desorción coinciden con la bibliografía. Además se presenta un resultado cuantitativo del fenómeno de apantallamiento entre los estados principales y se entrega evidencia experimental del proceso de reconstrucción superficial, debido al H_2 .

- I. Introducción. Uno de los sistemas gas-metal más estudiados es H_2 -W. Algunas de las razones es el interés de lograr información sobre procesos catalíticos para obtener hidrocarburos a partir del metano o bien para evitar la desorción del H_2 de paredes en máquinas aceleradoras que intentan la fusión del H_2 .

En estos estudios se han usado técnicas como: PTD, AES, LEED, UPS, FEM y ESD^(1, 2) entre otras. Los resultados no son coincidentes: el número de estados y sus energías de desorción parecen depender de la superficie del metal, p. ej. orientación, limpieza, etc. Por esto las investigaciones en física de superficies usan dos técnicas, al menos, para obtener resultados confiables.

- II. Experimental. En un sistema de U.A.V. ($\sim 2 \times 10^{-10}$ torr), se instaló una cinta de W policristalino en un dispositivo⁽³⁾ que permite variar la temperatura del W entre 80 y 2500 K. Las ΔP fueron medidas con un manómetro Bayard-Alpert (B.A.). Para ESD se hizo incidir una haz de electrones (100 eV, $5 \mu A/cm^2$) sobre la superficie del W con H_2 adsorbido, arrancando iones H^+ de la superficie $[I_s^+(H^+)]$, los que fueron enfoca-

dos sobre un espectrómetro tipo QMS. También se usaron corrientes de $1 \text{ (mA/cm}^2\text{)}$ para medir sección eficaz total (σ^0).

III. Resultados y Discusión. Una vez limpia la superficie, en presencia de H_2 , se registra la señal de iones H^+ y la señal del B.A., (Fig. 1.a.) indicando la formación de la monocapa de hidrógeno en superficie para 1×10^{-8} torr de H_2 .

La primera parte de la curva de $\text{H}_s^+(\text{H}^+)$ señala la adsorción de un estado ionizado, identificado como β_2 por la bibliografía⁽⁴⁾, siendo curvas que cumplen con el modelo Elovich⁽³⁾, de adsorción. Una vez alcanzado el máximo,

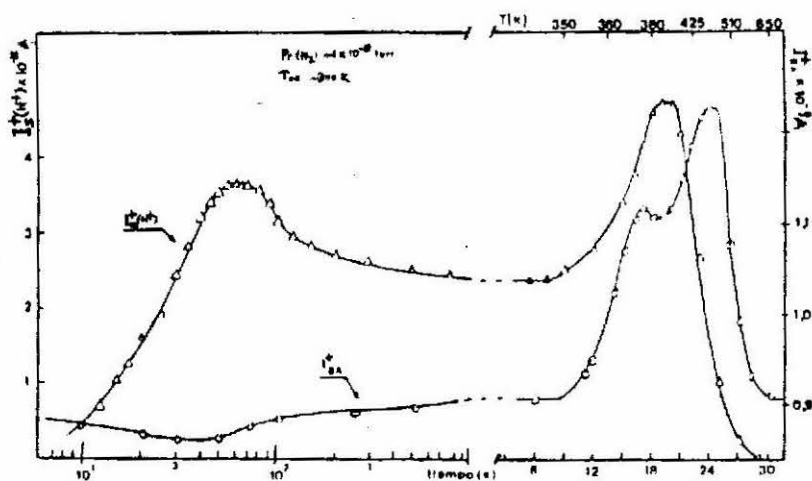


Fig 1a Proceso de Adsorción H_2 sobre W

Fig 1b Desorción del H_2

la señal decrece pero el B.A. indica que la adsorción continúa. Esto es interpretado como la adsorción de un estado de baja energía, β_1 , el que bloquea la producción de iones H^+ . En la figura 1.b aparecen las señales de $I_s^+(\text{H}^+)$ y del B.A. durante la desorción. Para $T \sim 400 \text{ K}$, el B.A. indica la desorción del estado β_1 mientras que $I_s^+(\text{H}^+)$ crece. Esto indica que el proceso de apantallamiento es reversible. Para $T \sim 500 \text{ K}$ ambas señales disminuyen, indicando la desorción del estado β_2 .

El doble control de la desorción permite representar la corriente iónica en función del número de moléculas (Fig. 2). La zona A, de dicha figura, demuestra que el desbloqueo de $I_s^+(\text{H}^+)$ es una función lineal del número de moléculas del estado β_1 .

Entre $2,2$ y $1,7 \times 10^{14} \text{ (molec/cm}^2\text{)}$ $I_s^+(\text{H}^+)$ es relativamente constante, a pesar que la desorción continúa. Esto

puede interpretarse como una reestructuración en superficie del β_2 . Esta situación es semejante con el máximo de $I_s^+(H^+)$ en la adsorción. El valor de exposición para este máximo coincide con la exposición a la cual, mediante LEED⁽⁵⁾, se ha sugerido la reconstrucción del W por adsorción de H_2 .

La zona B presenta la desorción del estado β_2 . La pendiente de la recta proporciona el valor de la sección eficaz de ionización (σ^+). Para pequeños valores de población existe una desviación de la linealidad, lo cual se ha interpretado⁽⁶⁾ como otro estado de desorción (β_3).

Conocidas las poblaciones de los estados se determina la energía de desorción mediante una representación Arrhenius. Los valores de estos parámetros y de la bibliografía están en la tabla 1, los cuales muestran buena concordancia.

En conclusión, señalamos que la ad-desorción del H_2 se presenta en tres estados. Uno de ellos (β_1) apantalla la ionización del β_2 mediante un proceso de primer orden entre sus poblaciones y además el β_2 sería el responsable de la reconstrucción del W durante dicho proceso. Es posible que el uso de una tercera técnica, LEED p. ej., permitiría una mejor descripción del fenómeno.

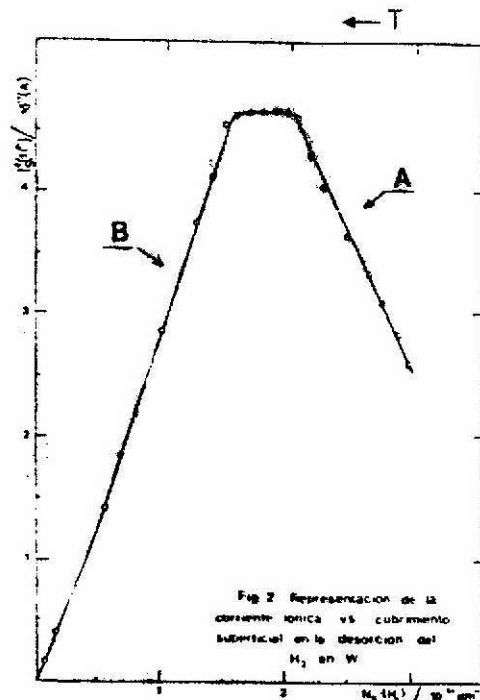


Fig. 2 Representación de la corriente iónica vs. cubrimiento superficial en la desorción del H_2 en W

Tabla 1	ENERGIA de DESORCION ESTADOS (Kcal/mol)			SECCION EFICAZ (cm ²)	
	β_1	β_2	β_3	Total (I^-)	Iónica (I^+)
Ref. 1	26	3	—	—	—
Ref. 4	25	31	—	5×10^{-19} Ref. 7	2×10^{-23}
este trabajo	24	32	46	8×10^{-19}	1×10^{-23}

Bibliografía.

- 1.- Tamm P. - Schmidt L. J. Chem. Phys. 51, 1969, 5362, 54, 1971, 9775.
- 2.- Benninghoven et al. J. Vac. Sci. Technol. 9, 1972, 600.
- 3.- González F. - Segovia J.L. Proc. II Symp. Lat. Surf. Phys. Puebla México, 1982.
- 4.- Madey T. Surface Sci. 36, 1973, 281; 29, 1972, 51.
- 5.- Yonehara K. - Schmidt L. Surface Sci. 25, 1971, 238.
- 6.- González F. - Segovia J.L. Physica Scripta T4, 1983, 129.
- 7.- Jelend W. - Menzel D. Surface Sci. 42, 1974, 485.

EFFECTO DE LA IRRADIACION CON RAYOS γ SOBRE LA CONDUCTIVIDAD IONICA DE CRISTALES DE KBr

F. Mariani , J. Vignolo

Laboratorio de Defectos en Sólidos, Facultad de Física
Pontificia Universidad Católica de Chile

Resumen. Se presentan algunas medidas de conductividad iónica en cristal de KBr irradiados a temperatura ambiente con rayos γ . Se postula que el daño inducido por radiación afecta a los dipolos impureza vacante que estan presente en el monocristal.

La intensidad de corriente que pasa por una muestra de KBr de pureza comercial irradiada es menor que la que pasa por la misma muestra sin irradiar¹, por lo tanto la radiación induce algún tipo de defectos en las muestras que inmovilizan a los portadores de carga, es decir a las vacantes catiónicas.

Este efecto de la radiación sobre la conductividad iónica en cristales de KBr se analiza en términos de un esquema elemental. Se asume que la gráfica $\ln(\sigma T)$ versus $\frac{1}{T}$ está compuesta de líneas rectas con diferentes pendientes dependiendo del intervalo de temperatura². De la pendiente de las rectas se calcula la energía de activación del proceso que predomina en ese intervalo.

Para una muestra irradiada la energía de activación calculada a partir de la pendiente, en el intervalo de temperatura donde predomina la formación de dipolos impureza vacante, es mayor que para una muestra sin irradiar. Esto permite postular que la radiación actúa sobre los dipolos impureza-vacante impidiendo que estos se disocien a la temperatura a la que habitualmente lo

hacen en un cristal sin irradiar.

La aniquilación térmica del daño inducido por la radiación y que afecta a la conductividad iónica sólo se logra si la muestra se calienta hasta unos 600°C.³.

REFERENCIAS

1. J. Vignolo, J.L. Alvarez Rivas. J. Phys. C: Solid St. Phys. 1980.
2. F. Mariani, J. Vignolo. phys. stat. sol. (b) 112 85 1982.
3. F. Mariani, J. Vignolo, J. Phys. E. Sci Instrum v.15 1982.

ESTUDIO POR DIFRACCION DE NEUTRONES DEL CONDUCTOR

SUPERIONICO $\text{Bi}_6\text{WO}_{12}$

Gabriel Zelada S.* y Carlos Infante B.⁺

* Comisión Chilena de Energía Nuclear.

+ Facultad de Ciencias, Universidad de Chile.

Introducción.

Muchas propiedades de los óxidos de metales pesados dependen de detalles en la estructura de la subred de los oxígenos que en estudios con rayos X quedan encubiertos por el fuerte scattering proveniente de los metales. En estos casos la difracción de neutrones térmicos ha probado ser una alternativa valiosa. Aquí se han empleado para estudiar aspectos estructurales de la fase de conducción superiónica del sistema $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-WO}_3$. Esta presenta una de las más altas conductividades por oxígeno descritas en la literatura¹ y existe como solución sólida con la estructura de la fluorita para un amplio rango de composiciones alrededor de $\text{Bi}_6\text{WO}_{12}$. Se ha dicho que para esta última composición la fase sería estable a temperatura ambiente lo cual la hace tecnológicamente atractiva por sus posibles usos como electrolito sólido.

Experimental.

Previo al estudio con neutrones se exploró el diagrama de fase del sistema $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-WO}_3$ en el rango entre 12 mol % y 37 mol % WO_3 . Las muestras se prepararon por reacción sólida de los óxidos puros ("Specpure" Johnson Matthey Chemical Ltd.) a temperaturas entre 900°C y 1000°C en crisoles de Platino, y posteriormente sometidas a dos programas térmicos: (a) enfriamiento rápido por temple sobre N_2 líquido para congelar la estructura de alta temperatura y, (b) enfriamiento lento con recocido prolongado para obtener la estructura de equilibrio a temperatura ambiente. Estas muestras fueron caracterizadas por difracción de rayos X y espectrometría de infrarrojo. El diagrama de fase obtenido muestra acuerdo general con los ya publicados a excepción de una nueva fase, aparentemente tetragonal, que se observa como fase única a bajas temperaturas para concentraciones entre 19 mol % y 28 mol % WO_3 . Para el experimento con neutrones se

preparó 40 gr de una muestra con composición $\text{Bi}_6\text{WO}_{12}$ templada desde 1000°C para asegurar que estuviera en la región superiónica. El análisis por rayos X mostró una estructura tipo fluorita sin impurezas ni segundas fases. Se midió un parámetro de red $a = 5.5645 \text{ (4)} \text{ \AA}$. La muestra empaquetada libremente en un portamuestra de Vanadio de 1.6 cm de radio se estudió por neutrones en el rango 2θ entre 18° y 92° en el difractómetro de dos ejes del Reactor Nuclear Experimental del Centro de Estudios Nucleares "La Reina". Una calibración previa con standard de Níquel dio una longitud de onda promedio para el haz de neutrones de $1.311 \text{ \AA}$. Un coeficiente de absorción $\mu = 0.16 \text{ cm}^{-1}$, equivalente a una corrección $\Delta B = -0.06 \text{ \AA}^2$ a los factores de temperatura², fue medido por transmisión de haz fino. La Fig. 1 muestra el diagrama de polvo obtenido por rayos X y neutrones para la muestra.

Resultados.

Los datos experimentales fueron refinados con una versión local del programa PROFILE de Rietveld³ con longitudes de scattering para neutrones de $0.86 \times 10^{-14} \text{ m}$, $0.466 \times 10^{-14} \text{ m}$ y $0.588 \times 10^{-14} \text{ m}$ para Bi, W y O respectivamente. Se compararon 14 modelos distintos para la estructura, todos con los dos cationes distribuidos estadísticamente en las posiciones ideales de la fluorita, pero incorporando defectos a la estructura de los oxígenos en la forma de vacancias distribuidas estadísticamente, relajación de los átomos de las posiciones ideales, presencia de oxígeno en sitios intersticiales, etc. Los mejores resultados se obtuvieron para un modelo con oxígenos en dos posiciones cristalográficas, una desplazada en $\langle 100 \rangle$ respecto a la ideal en la fluorita y la segunda desplazada en $\langle 111 \rangle$ respecto al intersticio $(1/2 \ 1/2 \ 1/2)$.

Las coordenadas cristalográficas se dan en la tabla y el diagrama de difracción reducido con el perfil ajustado a los datos experimentales, en la Fig. 2.

COORDENADAS ATOMICAS PARA Bi ₆ WO ₁₂					
GRUPO ESPACIAL		O _h ⁵	a = 5.5645(4) Å		
Resolución Instrumental U = 78 x 10 ³ V = -35 x 10 ³ W = 25.5 x 10 ³					
Punto Cero = - 1,26° (2θ)		λ = 1,311 Å		R = 2,9%	
ATOMO	x	y	z	n	B
Bi en 4(a)	0	0	0	1.714	2.88 (7)
W en 4(a)	0	0	0	0.286	2.88 (7)
O _I en 48(g)	0.322 (3)	0.25	0.25	2.87 (3)	1.7 (5)
O _{II} en 32(f)	0.402 (3)	0.402 (3)	0.402 (3)	0.56 (3)	1.7 (5)

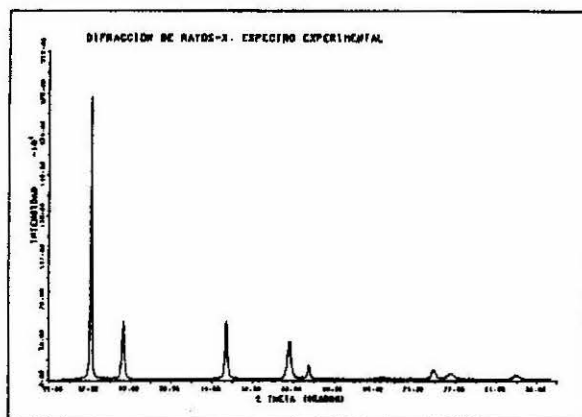


Figura 1 a.

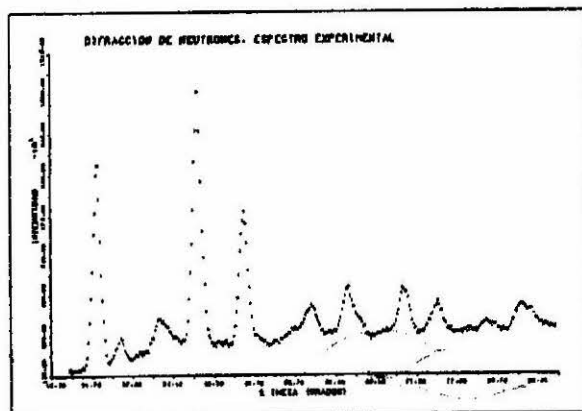


Figura 1 b.

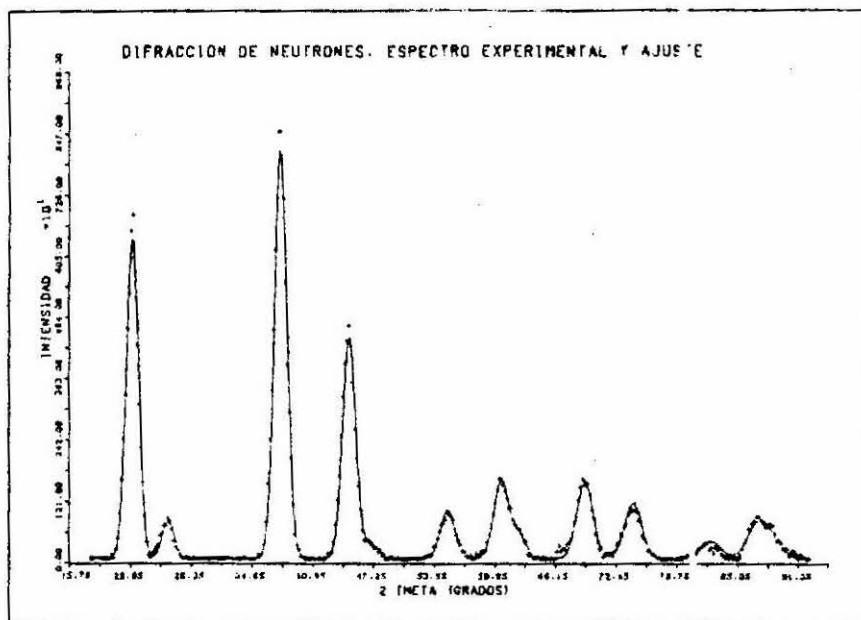


Figura 2.

Referencias:

- 1.- T. Takahashi and H. Iwahara.
J. Appl. Electrochemistry 3, 65-72, (1973).
- 2.- A.W. Hewat.
Acta Cryst. A 35, 248 (1979).
- 3.- H.M. Rietveld.
J. Appl. Cryst. 2, 65-71, (1969).

"DETECCION DE RESONANCIAS DE PLASMA EN PELICULAS DE PLATA"

Luis Catalán C, José Muñoz H, Eduardo Núñez M.

Departamento de Física, Facultad de Ciencia

Universidad de Santiago de Chile.

Resumen. Se describe un montaje experimental para el registro de curvas $I(\omega, k)$ que muestran la excitación de plasmones en la superficie de separación plata/aire. El montaje utiliza la técnica conocida como método ATR (reflexión total atenuada). La muestra estudiada es una película de Ag depositada en vacío convencional sobre la cara hipotenusa de un prisma $45^\circ - 45^\circ$. El montaje permite estudiar las condiciones de resonancia de plasmones de superficie tanto por barrido en frecuencias como por variación de las proyecciones del vector de onda. Se presentan las curvas experimentales obtenidas y se relaciona los mínimos de $I(\omega, k)$ con los puntos de una curva de dispersión teórica.

I.- INTRODUCCION

Los plasmones de superficie son modos normales de oscilación de la densidad electrónica en una superficie de separación plasma/dieléctrico. El método usual de excitación óptica de plasmones en una superficie metálica utiliza la onda evanescente, que se produce en condiciones de reflexión total. Este método es conocido en la literatura con las iniciales ATR o FTR (attenuated or frustrated total reflection). Un análisis detallado de esta técnica aparece en el artículo de Bossachi y Oehrle (1982). Existen dos formas alternativas para llevar a la práctica el método ATR: en la primera, introducida por Otto (1968) se varía la frecuencia ω y se mantiene fijo el ángulo de incidencia ϕ (ver Fig.1.) en la segunda alternativa, utilizada por Arakawa et al. (1973), se mantiene constante la frecuencia ω y se varía el ángulo de incidencia. Kovener et al. (1976) discuten las aparentes discrepancias entre las curvas de dispersión obtenidas por medio de estas dos variaciones alternativas

del método ATR. Abelès y López- Ríos (1974) analizan el desplazamiento de los mínimos de resonancia de plasmones por efecto de una película muy delgada sobre la superficie del metal. El propósito de este trabajo es presentar la puesta a punto de un montaje experimental que permite estudiar la resonancia de plasmones, utilizando cualquiera de las dos formas alternativas del método ATR. Se presentan y analizan algunas curvas experimentales obtenidas para películas de plata depositada en vacío convencional.

II.- TEORIA

La relación de dispersión para plasmones de superficie en una frontera metal/dieléctrico es

$$k_{pl}(\omega_s) = \frac{\omega_s}{c} (\epsilon_M^{-1} + \epsilon_D^{-1})^{-1/2} \quad \text{Ec. (1)}$$

en que $\epsilon_M(\omega)$ y $\epsilon_D(\omega)$ son respectivamente las permitividades relativas del metal y del dieléctrico.

La Fig. 1. muestra la configuración utilizada para la aplicación del método ART. La onda evanescente (longitudinal) se acopla con la onda de plasma, en la frontera metal/aire, cada vez que se satisface la relación:

$$k_{sup} = \left(\frac{\omega}{c}\right) n \sin \phi = k_{pl} \quad \text{Ec. (2)}$$

en que n es el índice de refracción del prisma y ϕ el ángulo de incidencia sobre la hipotenusa (Fig. 1.)

La Fig. 2. muestra la curva de dispersión $\omega(k)$ correspondiente a la Ec. (1), suponiendo despreciable la parte imaginaria de ϵ_M (oscilaciones sin atenuación). De esta curva y la Ec. (2) se ve la posibilidad de alcanzar las condiciones de resonancia, ya sea variando k_{sup} a través del ángulo de incidencia ϕ (con ω cte) o bien, barriendo en frecuencias (con ϕ cte).

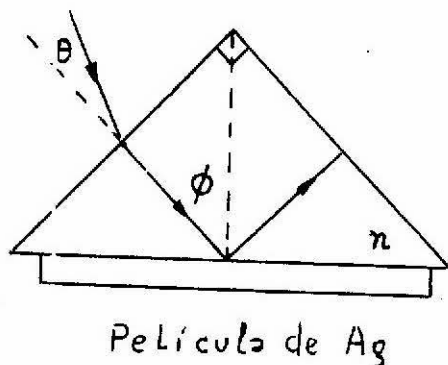


Fig. 1.

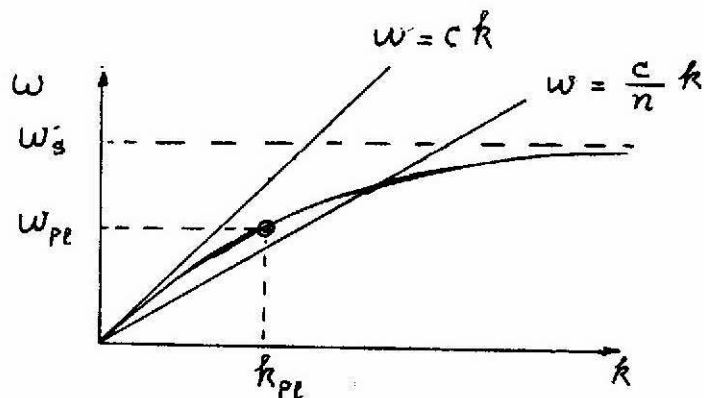


Fig. 2.

III.- MONTAJE EXPERIMENTAL

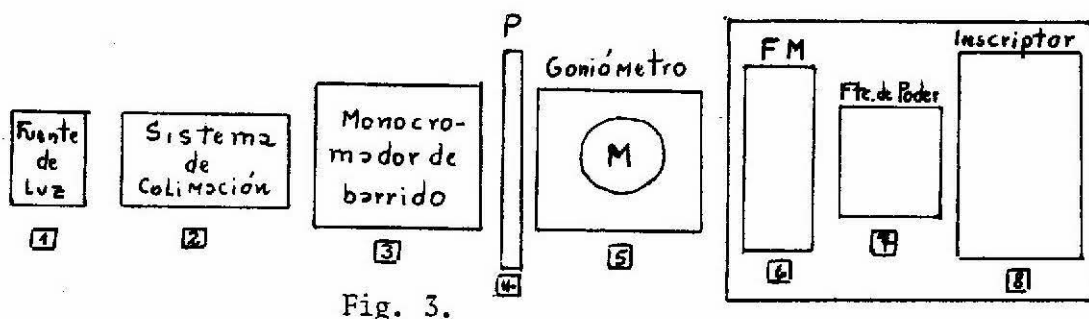


Fig. 3.

La Fig. 3 muestra en diagrama de bloque los elementos principales del montaje realizado y cuyas características más relevantes son:

Fuente de luz (1): lámpara de halógeno con filamento de tungsteno de 24V, 150 W, alimentada por baterías.

Monocromador de barrido (3): con rendijas ajustables y varias escalas para la rapidez de barrido en longitud de onda. Se trabajó con ancho de rendija 50μ y rapidez de barrido 1.25 nm/s).

Polarizador (4), constituido por un prisma Glan-Thomson de 14mm con una montura circular graduada en 0°01.

Goniómetro (5), con lecturas de ángulo hasta 10". Sobre la platina va colocada la muestra, que es una pelícu-

la de Ag. depositada en vacío convencional sobre la cara hipotenusa de un prisma $45^\circ - 45^\circ$.

Fotomultiplicador (6), con respuesta espectral entre 350 y 650nm y máximo en 480nm.

Fuente de poder (7), que alimenta el fotomultiplicador y despliega la lectura de la fotocorriente, con salida para un inscriptor (8) tipo (x, t) regulable.

IV.- RESULTADOS EXPERIMENTALES

La Fig. 4. incluye algunas curvas típicas registradas en el inscriptor. La curva (1) presenta la respuesta espectral del fotomultiplicador con el prisma sin película de Ag. y un ángulo de incidencia $\theta = 0^\circ$ ($\theta = 45^\circ$). La curva (2) muestra la resonancia obtenida en un barrido espectral con película de Ag. y $\theta = 0^\circ$. Las curvas (3) y (4) corresponden a $I(\omega)$ para $\theta = \pm 2^\circ$.

La Fig. 5 incluye las respectivas reflectividades $I(\omega)$ para $\theta = -2^\circ$, $\theta = 0^\circ$ y $\theta = 2^\circ$, en las vecindades de las frecuencias de resonancia para los plasmones en la superficie de separación Ag/aire.

Repitiendo este tipo de barrido espectral para diferentes ángulos θ se obtiene valores (ω, k) correspondientes a la curva de dispersión de los plasmones de superficie. La limitación de nuestro montaje experimental está en el rango de frecuencias que es posible utilizar con el fotomultiplicador disponible. Están en curso algunas aplicaciones de este montaje para el estudio del envejecimiento de películas de Ag. en presencia de compuestos de azufre como contaminantes atmosféricos y el estudio del efecto de películas dieléctricas sobre las curvas $I(\omega, k)$. Asimismo se espera poder aportar alguna evidencia experimental para el modelo propuesto en la referencia (4) so -

bre una aparente controversia en la forma de las curvas de dispersión paraplasmones de superficie.

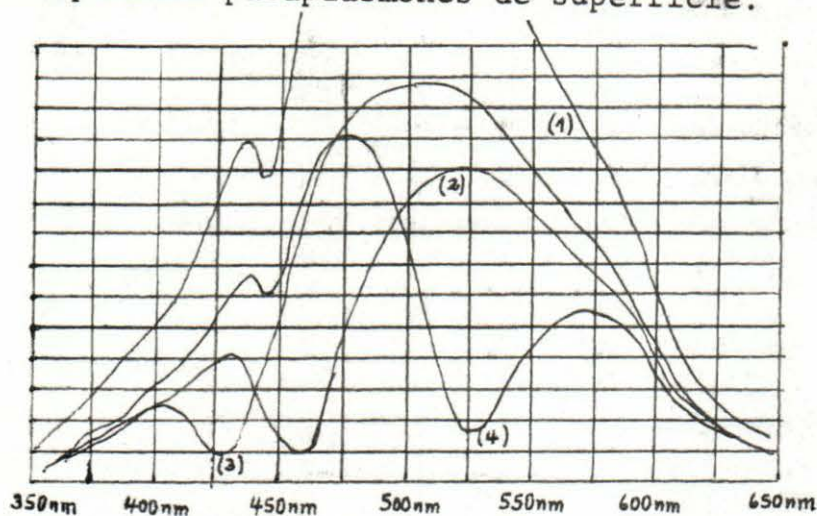
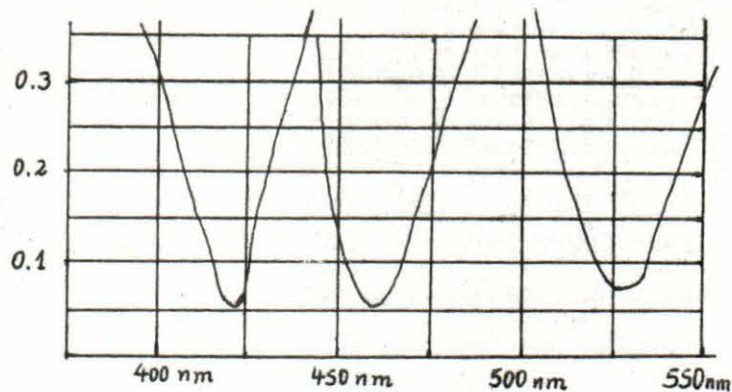


Fig. 4.

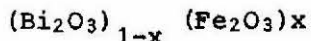
Fig. 5.



REFERENCIAS

- 1.- F. ABELES y T. LOPEZ-RIOS
Proc. Taormina Conf on Structure of Mattes Polaritons
Ed. by E. Burstein. Pergamon, N.Y. (1974).
- 2.- E.T. ARAKAWA et al.
Phys. Rev. Lett. 31, 1127 (1973)
- 3.- B. BOSACCHI y R.C. DEHRLE.
Appl. Optics, 21, 2167 (1982).
- 4.- G.S. KOVENER et al.
Phys. Rev. B, 14, 1458 (1976).
- 5.- A. Otto
Z. Phys. 216, 398 (1968).

CARACTERIZACION MAGNETICA Y ESTRUCTURAL DE OXIDOS MIXTOS



Bernardo Carrasco P.* y Carlos Infante B.⁺

* Depto. Física, Fac. Ciencia, U.S.A.CH.

+ Depto. Física, Fac. Ciencias, U. de Chile

Introducción.

Los óxidos mixtos del sistema Bi_2O_3 - Fe_2O_3 incluyen numerosos compuestos entre los cuales los más conocidos por sus propiedades físicas son BiFeO_3 que es antiferromagnético con ferromagnetismo débil y también ferroeléctrico¹, y una fase b.c.c. probablemente isoestructural con $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ que es importante por su actividad óptica y piezoelectricidad². Durante un estudio estructural de esta última fase por difracción de neutrones se realizó una caracterización del sistema Bi_2O_3 - Fe_2O_3 entre 0 y 10 mol % Fe_2O_3 . Las medidas por difracción de rayos X, espectrometría en el infrarrojo y susceptibilidad magnética son útiles para aclarar en parte la confusión existente respecto al rango de existencia y composición de la fase b.c.c.

Experimental.

Se preparó una serie de 11 muestras con composiciones entre 0 y 10 mol % Fe_2O_3 (incrementos de 1%) por reacción sólida de los óxidos puros (Bi_2O_3 y Fe_2O_3 , "Specpure" Johnson Matthey Ltd.) a altas temperaturas (~ 750°C). Las muestras reaccionadas se analizaron por difractometría de polvo de rayos X usando el método de Debye-Scherrer (Cámara de 114,83 mm, radiación Cu K_α , filtro de Ni) y con un goniómetro dotado con monocromador de grafito (ambos del Depto. de Física del Centro de Estudios Nucleares "La Reina"). Los espectros de absorción en el infrarrojo se tomaron entre 900 cm^{-1} y 300 cm^{-1} usando la técnica de tabletas de KBr en un espectrómetro Perkin-Elmer, modelo 621, del Depto. de Química de la Fac. de Ciencias de la U. de Chile. El estudio de susceptibilidad magnética, por último, se efectuó sobre la serie de óxidos antes y después de reaccionar usando el método de Faraday en un instrumento (Cahn, Faraday Magnetic Susceptibility

System) perteneciente al Laboratorio de Electroquímica de la Fac. de Ciencia de la U.S.A.CH. El sistema que cuenta con un campo permanente de 14.500 Gauss se calibró respecto a un standard de tetratiocianato cobaltoso II de mercurio - $\text{HgCo}(\text{CNS})_4$ - con susceptibilidad $X_{\text{gr}} = 16.44 \times 10^{-6} - 0.05 \times 10^{-6} (T-298^\circ\text{K}) \text{ (cm}^3/\text{gr})$.

Resultados y discusión.

Los diagramas de rayos X (Fig. 1) muestran claramente que sólo existen tres fases distintas en el rango estudiado: la monoclinica $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$, la b.c.c. y BiFeO_3 . La fase b.c.c. aparece como fase única alrededor de 4 mol % Fe_2O_3 . Sin embargo, las intensidades relativas de las líneas de difracción no permiten cuantificar las concentraciones cuando hay dos fases presentes en una muestra³, luego es difícil obtener mayor información sobre el rango de la fase b.c.c. de los diagramas de Debye-Scherrer. La absorción en el infrarrojo, por otra parte (Fig. 2), muestra que el espectro es fundamentalmente el de $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$ para 1.5 mol % Fe_2O_3 pero sufre un cambio rápido al aumentar la concentración de Fe_2O_3 hasta que a 4 mol % Fe_2O_3 presenta ya una forma característica que se debe asociar con la fase b.c.c. El espectro, sin embargo, no parece muy sensible a la presencia de BiFeO_3 y permanece prácticamente inalterado hasta 8 mol % Fe_2O_3 .

Las medidas de susceptibilidad magnética (Fig. 3) se efectuaron sobre mezclas de los óxidos puros sin reaccionar (triángulos llenos $\blacktriangle$ en fig. 3) y sobre los óxidos reaccionados (triángulos limpios $\triangle$). Las mediciones sobre las mezclas sin reaccionar fueron ajustadas linealmente (línea de trazos, $R = 0.995$) y se comparan también con una curva calculada a partir de las susceptibilidades de los óxidos puros. Este resultado permite controlar la composición inicial de las mezclas y muestra que no hay desviaciones importantes de las concentraciones nominales.

Las susceptibilidades de las muestras reaccionadas se separan claramente en dos regiones que pueden ser interpretadas de la siguiente manera: Región I hasta aproximadamente 4 mol % Fe_2O_3 consiste de una mezcla de $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$ y la fase b.c.c. que sería probablemente paramagnética; desde cierta concentración crítica en adelante se inicia la formación de BiFeO_3 antiferromagnético (Región II).

El límite teórico entre ambas regiones se puede calcular encontrando la intersección de una recta ajustada a los puntos experimentales de la región II y una curva calculada para una solución paramagnética de Fe_2O_3 en Bi_2O_3 .

La intersección se obtiene para una concentración de 3.65 mol % Fe_2O_3 que concuerda con la composición hipotética $\text{Bi}_{25}\text{FeO}_{40}$ (3.85 mol % Fe_2O_3) para la fase b.c.c. que ha sido propuesta en base a consideraciones estructurales^{2,4}.

La diferencia observada entre la susceptibilidad medida en la región I y la curva paramagnética calculada sugieren que la fase b.c.c. no es enteramente paramagnética por lo cual sería interesante estudiar su comportamiento magnético en función de la temperatura.

Referencias.

- 1.- A.J. Jacobson and B.E.F. Fender, J. Phys. C.: Solid State Phys. 8, 844-850, (1975).
- 2.- D.C. Craig and N.S. Stephenson, J. Solid State Chem., 15, 1-8, (1975).
- 3.- H.P. Klug and L.E. Alexander, X-Ray Diffraction Procedures for Polycrystalline and Amorphous Materials (Wiley, New York, 1954).
- 4.- M. Devalette, G. Meunier, C. Mazeau, A. Morell and P. Hagemmuller, C.R. Acad. Sc. Paris. Serie C. 291, 251-254 (1980).

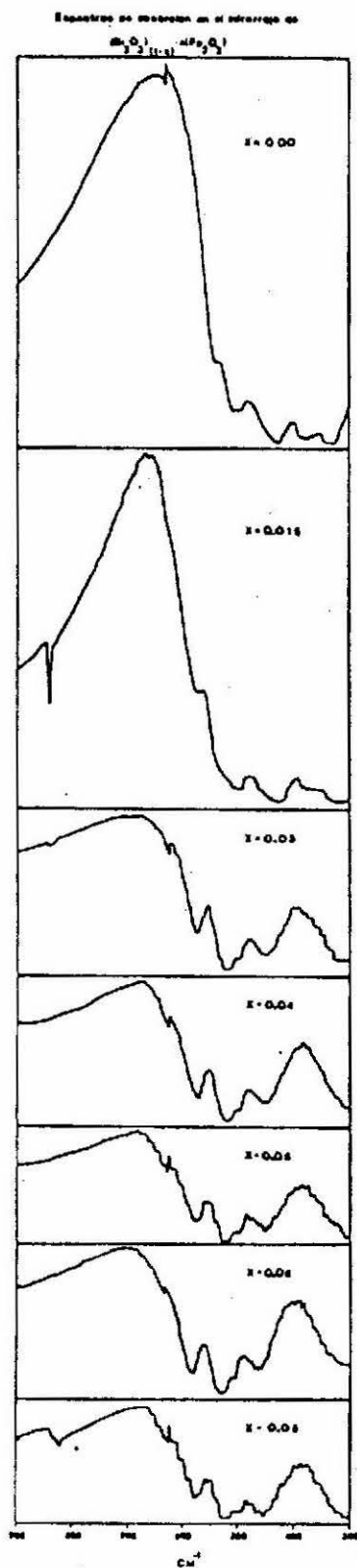


Figura 2.

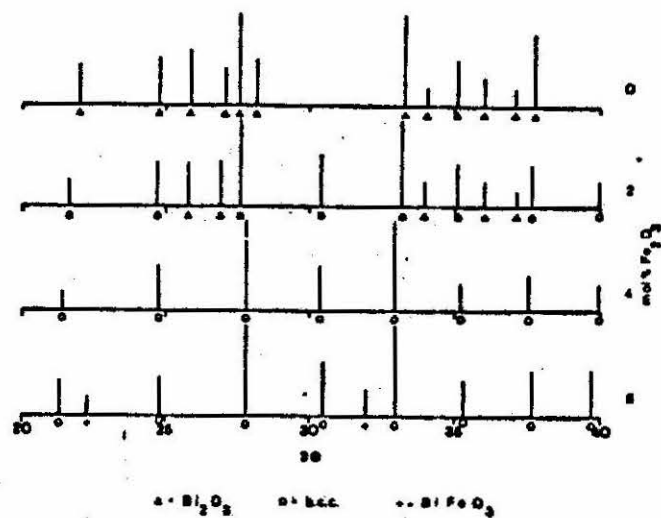


Figura 1.

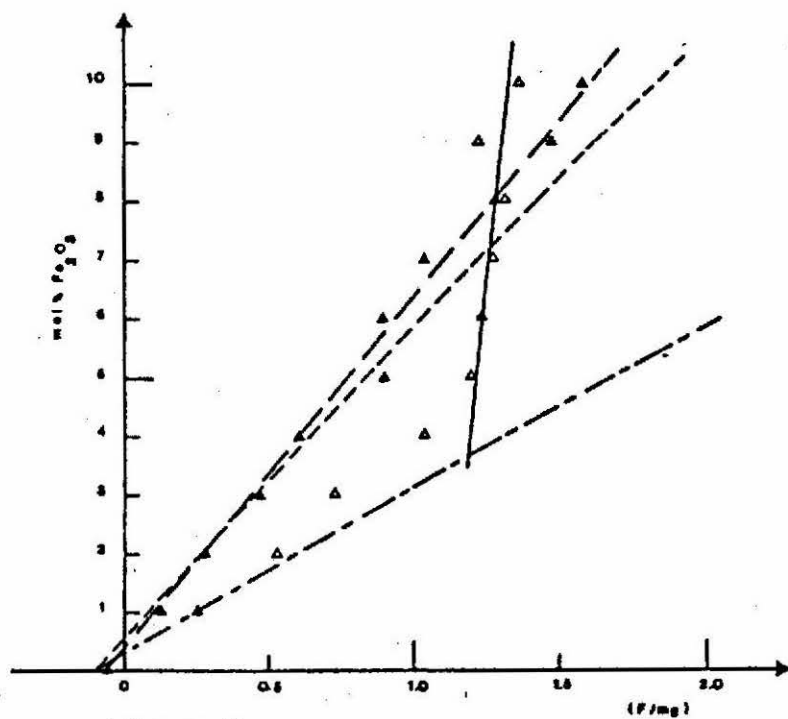


Figura 3.

"APROXIMACION CRITICA AL CAMPO CRISTALINO DE COMPUESTOS

II - VI SOBRE Cr^{2+} "

M. Flores *, J. Rivera *, E. Vogel **

* Universidad de Concepción

**Universidad de La Frontera

Resumen:

Se utiliza el modelo de campo cristalino y la interacción espín-órbita para calcular los niveles de energía y las funciones de onda para el ión Cr^{2+} en ZnSe y en MgO. Se calculan además las probabilidades de transición eléctrica para el Cr^{2+} en ZnSe. Los resultados muestran gran acuerdo cualitativo con la información experimental, pero existen notables diferencias cuantitativas lo que demuestra que, en general, el modelo utilizado es insuficiente. Se sugiere la existencia del efecto Jahn-Teller como fenómeno competitivo con la interacción espín-órbita que coopera con el ordenamiento de los niveles.

La aplicación de las reglas de Hund al Cr^{2+} determinan para el ión libre un multiplete fundamental ^5D . El Hamiltoniano para el campo cristalino en el caso de cristales con simetría tetrahédrica correspondiente al grupo puntual T_d , caso del ZnSe y para simetría octahédrica correspondiente al grupo puntual O , caso del MgO, se reduce a la forma¹

$$V(r, \theta, \phi) = r^4 \{ B_{44} C^{(4)}(\theta, \phi) + B_{40} C_0^{(4)}(\theta, \phi) + B_{4-4} C_{-4}^{(4)}(\theta, \phi) \}$$

Utilizando la teoría de momento angular se calculan los niveles de energía en que se desdobra el multiplete fundamental ^5D . Se encuentran dos niveles: un nivel ^5E , 10 veces degenerado y un nivel $^5T_2$, 15 veces degenerado.

El hamiltoniano de la interacción espín-órbita tiene la forma $H_{SO} = \lambda \vec{S} \cdot \vec{L}$, en que λ es un parámetro que depende de la función de onda radial del multiplete atómico del Cr^{2+} , $\vec{S}$ es el espín total y $\vec{L}$ es el momento angular total.

Para un ión libre de Cr^{2+} en ZnSe $\lambda=60\text{cm}^{-1}$ ² y en MgO $\lambda=57\text{cm}^{-1}$ ³

Se utiliza la Teoría de Grupos para encontrar el desdoblamiento de los niveles ^5E y $^5\text{T}_2$. La teoría de perturbaciones en primer orden muestra que el nivel ^5E no se desdobla y que el nivel $^5\text{T}_2$ lo hace en tres niveles de multiplicidad 3, 5 y 7 respectivamente.

La comparación entre teoría y experimento muestra discrepancia en los resultados. Los experimentos ^{2, 4} dan cuenta de que el nivel ^5E se desdobla en 5 niveles y el $^5\text{T}_2$ en 6. Al diagonalizar la matriz completa $H=H_{\text{CC}}+H_{\text{SO}}$, se encuentran estos 11 niveles, pero con significativas diferencias en los valores de la energía respecto a los valores experimentales.

Utilizando $\lambda=60\text{cm}^{-1}$ y $D_{\text{q}}=450\text{cm}^{-1}$ ² para ZnSe ; $\lambda=57\text{cm}^{-1}$ y $D_{\text{q}}=1400\text{cm}^{-1}$ ⁵ para MgO , se obtienen los siguientes diagramas de niveles.

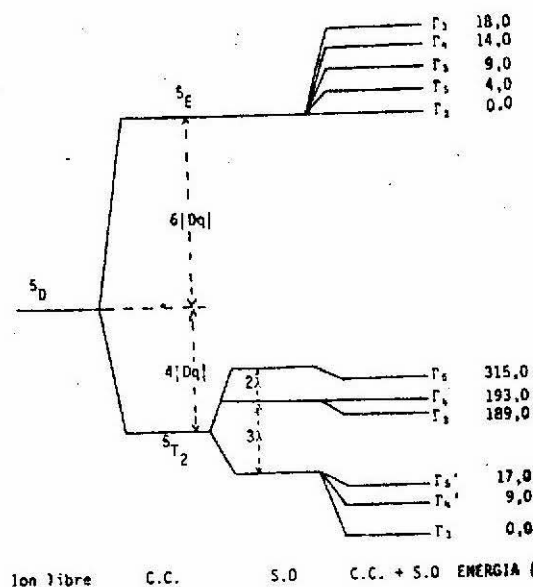


FIG. N°1 $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$

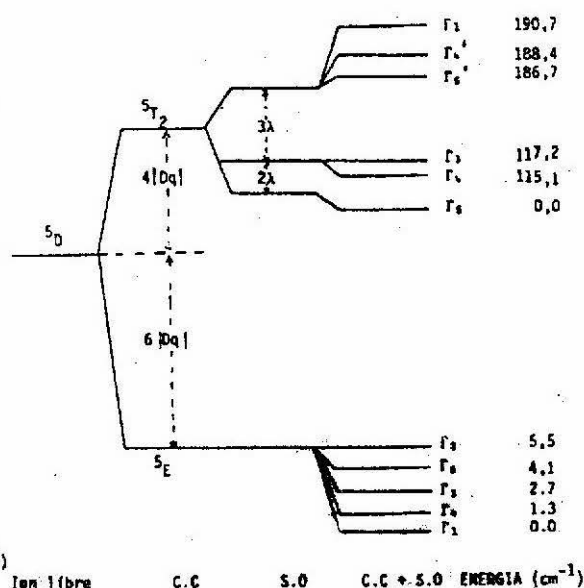


FIG. N°2 $\text{Cr}^{2+}:\text{MgO}$

En los diagramas siguientes se comparan resultados experimentales ^{2,6} con los calculados en el presente trabajo. Fig.3, nivel ⁵E del Cr²⁺ en MgO; Fig.4, probabilidades de transición dipolar eléctrica para el Cr²⁺ en ZnSe.

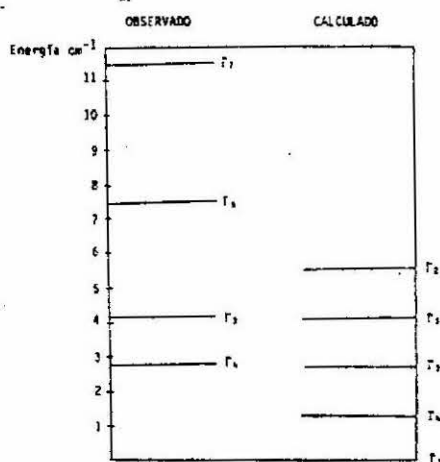


FIG. N°3

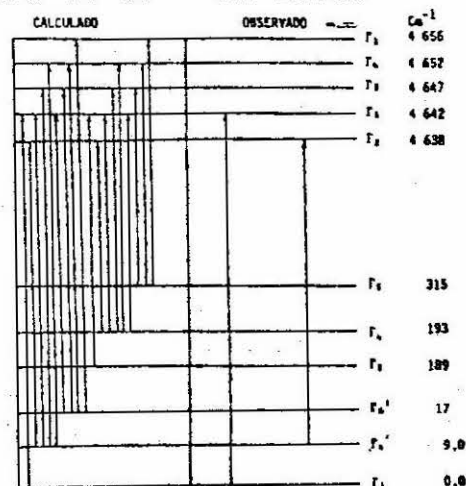


FIG. N°4

Las fuertes diferencias cuantitativas entre los resultados experimentales y los teóricos, tanto para los niveles del nivel ⁵E para el Cr²⁺ en MgO, como para las probabilidades de transición dipolar eléctrica del Cr²⁺ en ZnSe, muestran que el modelo de campo cristalino es insuficiente para determinar los niveles de energía de impurezas de metales de transición en compuestos II-VI. Por lo tanto, es necesario considerar la existencia de otra perturbación competitiva con la interacción espín-órbita que coopera con el ordenamiento de los niveles. Esta podría ser el efecto Jahn-Teller como sugieren algunos autores⁷.

- (1) Hutching M. In Solid State Physics. Vol 16, Pag. 227
- (2) Vallin J., Slack G., Roberts S. y Hughes A. 1970, Phys.Rev B 2, 4313-4333
- (3) Ham F. 1971 Phys.Rev B 4, 3854-3869
- (4) Wray E. y Allen J. 1971 J. Phys. C. Solid St. Phys. 4, 512-516
- (5) McClure D. In Solid State Physics. Vol 9, Pag. 399
- (6) De Kort C., Stoelinga J., Van Strien G. y Wyder P. 1980 J. Phys. C. Solid St. Phys. 13, 1305-1319
- (7) Slack G., Ham F. y Chrenko R. 1966 Phys.Rev. 152, 376-402.

COEFICIENTE DE DIFUSION DEL CENTRO F

L. Da Silva M.^{*}, C. Acuña R.⁺ y J. Manríquez P.⁺

^{*} Departamento de Física, Facultad de Ciencia,

⁺ Depto. de Ciencia de Materiales, Facultad de Ingeniería,
Universidad Federico Santa María.

Resumen. En base a consideraciones termodinámicas básicas, se obtiene una expresión para el coeficiente de difusión de los centros F en haluros alcalinos coloreados aditivamente a altas temperaturas.

I. INTRODUCCION

Los centros F pueden ser formados en los haluros alcalinos por diversas técnicas^{1,2}. El método conocido como coloración aditiva con exceso del metal constituyente del cristal, se basa en mecanismos de difusión de vacancias y electrones. De acuerdo a la concepción de Mott y Gurney³ en este proceso un átomo del metal alcalino en la fase de vapor puede, eventualmente, perder un electrón, el que es absorbido por el cristal. Este electrón puede quedar atrapado por un defecto de Schottky, formando un centro F. Siendo el centro F un defecto de la red, las imperfecciones cristalinas estarán interactuando con él^{4,5,6}. Se ha encontrado experimentalmente^{7,8} que bajo los 500 °C los centros F en KCl tiene gran movilidad ya que la difusión es, principalmente a través de los límites de grano y dislocaciones. Sobre los 500 °C predomina la difusión por volumen.

El efecto de la concentración de centros F sobre el coeficiente de difusión a través del volumen, ha sido evidenciado experimentalmente¹⁰ en cristales de NaCl y cuyos resultados se muestran en la Fig. 1.

II. COEFICIENTE DE DIFUSION

Para deducir las ecuaciones que rigen la difusión de los centros F, en una red cristalina del tipo NaCl, haremos varias suposiciones, la primera que el sistema está en equilibrio termodinámico. Luego que

el análisis se refiere sólo al transporte por difusión de volumen y donde los flujos de electrones y vacancias considerarán una fuerza $\vec{F}$, producto de la interacción coulombiana entre un electrón y una vacancia. Se indicará a continuación solo las componentes en la dirección y del flujo y de la fuerza:

$$(J_v)_y = -M_v n_v \left(\frac{\partial \mu_v}{\partial y} + F_y \right) \quad (1)$$

$$(J_e)_y = -M_e n_e \left(\frac{\partial \mu_e}{\partial y} - F_y \right) \quad (2)$$

donde M_v y M_e son las movilidades a través del volumen; n_v y n_e , las concentraciones y μ_v y μ_e corresponden a los potenciales químicos de las vacancias y de los electrones libres respectivamente. Además su pondremos que las velocidades de desplazamiento del electrón y de la vacancia son proporcionales entre sí, es decir $u_e = \alpha u_v$ donde $\alpha > 1$ y que existe un equilibrio tal que $v^+ + e^- \rightleftharpoons \text{centro } F$ de manera que se debe cumplir que el potencial químico de los centros F debe ser igual a la suma de los potenciales químicos de los electrones y de las vacancias, $\mu_v + \mu_e = \mu_F$, lo que nos permite reescribir la ecuación (1) de la manera siguiente.

$$(J_F)_y = \frac{M_v M_e}{M_v + M_e} (n_v + \alpha n_e) kT \frac{\partial}{\partial y} (\ln a_F) \quad (3)$$

Para obtener el coeficiente de difusión haremos uso de la primera ley de Fick. Suponiendo además que las concentraciones de electrones, vacancias y centros F son iguales y por otra parte, a consecuencia de la interacción del centro con el medio, la actividad puede expresarse según la relación $a_F = \gamma_F n_F$, donde γ_F es el coeficiente de actividad. En general, esta es una función polinómica de n_F

$$\gamma_F = \gamma_F^0 + \beta_1 n_F + \beta_2 n_F^2 + \beta_3 n_F^3 + \dots \quad (4)$$

donde γ_F^0 es la constante de Henry para el centro F y los β_i constantes reales. Es posible estimar el valor de α , en base a resultados experimentales para D_v , $M_F^{11,12}$ y de la Fig. 1, D_F : a 640 °C, $\alpha = 1,1 \times 10^5$ y a 720 °C $\alpha = 2,0 \times 10^4$. Obteniendo finalmente la expresión para el coeficiente de difusión:

$$D_F = \alpha D_v \left(\frac{\gamma_F^0 + 2\beta_1 n_F + \dots}{\gamma_F^0 + \beta_1 n_F + \dots} \right) \quad (5)$$

III. DISCUSION Y CONCLUSIONES

Dos aspectos interesantes muestra la expresión (5) para el coeficiente de difusión D_F :

- (a) Para bajas concentraciones de los centros F, el coeficiente D_F depende sólo de la temperatura y es prácticamente proporcional al coeficiente de difusión de la vacancia aniónica $D_F = \alpha D_V$.
- (b) Cuando la concentración de los centros F es alta, la expresión (5) puede ser expresada del modo siguiente:

$$D_F = \alpha D_V (1 + b_1 n_F + b_2 n_F^2 + \dots) \quad (6)$$

donde el efecto de la concentración n_F se hace evidente. Estas características, evidenciadas en las mediciones de Kwon y Song¹⁰, pueden observarse en la Fig. 1 para el Na Cl coloreado aditivamente a 640 y 720 °C. Ambas curvas corresponden a nuestros ajustes utilizando en los cálculos la difusividad de las vacancias del ión Cl^- en Na Cl¹¹, $D_V = 1,1 \exp(-1,92 \text{ eV}/kT) [\text{cm}^2/\text{s}]$.

Los valores de las constantes b_i se muestran en la Tabla 1.

REFERENCIAS

- 1 J. J. Markham, F-Centers in Alkali Halides; (A. Press, N.Y. 1966).
- 2 J. Shulman, W.D. Compton, Color Centers in Solids; (Pergamon Press, N.Y. (1962)).
- 3 N.F. Mott and R.W. Gurney, Electronic Process in Ionic Crystals, 2nd. ed. (Oxford Univ. Press, London, 1940), Cap. IV.
- 4 L.W. Barr, I.M. Hoodless, J.A. Morrison and R. Rudhan, Trans. Faraday Soc. 56, 697 (1960).
- 5 H. Mizuno and S. Miyamoto. Phys. Rev. Lett. 6, 410 (1961).
- 6 H. Mizuno and S. Miyamoto. Phys. Rev. 125, 833 (1961)
- 7 E. Rexer, Physik. Z., 32, 215 (1931).
- 8 H. Mizuno and M. Inoue, Phys. Rev. 120, 1226 (1960).
- 9 J.C. Fisher, Journal Appl. Phys. 22, 74 (1951).
- 10 N.D. Kwon and K.Y. Song. New Phys. (Korean Physl. Soc.), 13, 1 (1973).
- 11 L.W. Barr, J.A. Morrison and P.A. Schroeder, Jour. Appl. Phys. 16 624 (1965).
- 12 F.C. Brown and Inchauspé. Phys. Rev., 121, 1303 (1961).

TABLA 1. Coeficientes de la ecuación (6)

	640 °C	720 °C
α	$1,1 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^4$
b_1	$1,05 \cdot 10^{-15}$	$-6,20 \cdot 10^{-15}$
b_2	$-1,07 \cdot 10^{-31}$	$5,09 \cdot 10^{-32}$
b_3	$6,68 \cdot 10^{-49}$	$-1,43 \cdot 10^{-49}$
b_4	$-1,23 \cdot 10^{-66}$	

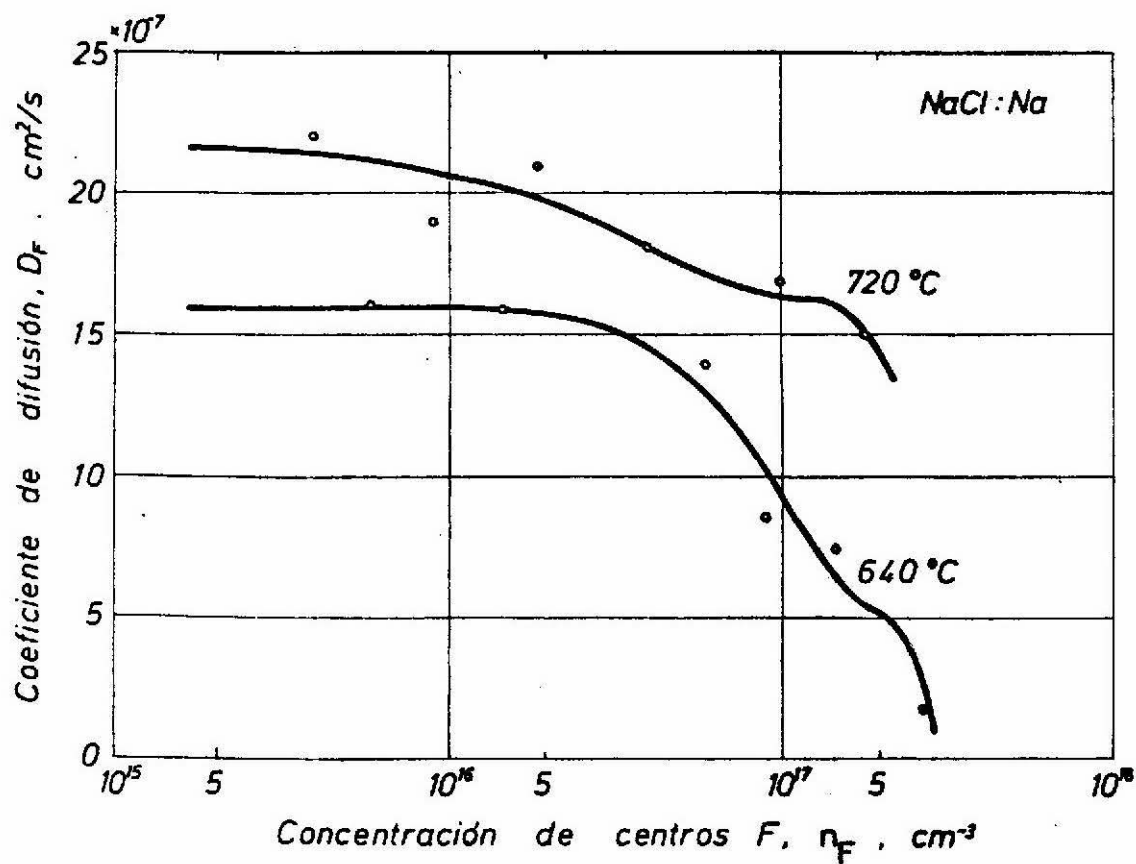


Figura 1.

ESTUDIO DEL SCATTERING ELASTICO ^4He - LiF CON UN POTENCIAL ATOMO-SUPERFICIE GENERADO POR UN POTENCIAL ATOMO-ATOMO.

G. Urzúa y H. Massmann
Departamento de Física, Facultad de Ciencias
Universidad de Chile

El objetivo principal de este trabajo es describir la dispersión elástica que sufren átomos térmicos al chocar con una superficie cristalina con un potencial que sea la suma de potenciales del átomo incidente con cada uno de los átomos de la superficie cristalina:

$$W(\vec{r}) = \sum_j W(|\vec{r} - \vec{r}_j|), \quad (1)$$

Para el scattering elástico, en la aproximación de un fonón, basta suponer que los átomos de la superficie están localizados en sus puntos de equilibrio $\vec{r}_j$.

La principal motivación para la formulación del proceso de scattering de esta forma es que es la más adecuada para proceder a considerar procesos no elásticos en que se crean o destruyen fonones.

En este trabajo consideramos específicamente la dispersión de átomos de He térmicos de la superficie (001) del LiF. Es este el caso experimental y teóricamente más estudiado. Uno de los potenciales átomo-superficie más usados para describir el proceso de scattering en este caso (a pesar de que tiene un comportamiento asintótico para $z \rightarrow \infty$ incorrecto) es el potencial de Lennard-Jones-Devonshire [1]:

$$V(\vec{r}) = V_0(z) + 2V_{10}(z) \left\{ \cos\left(\frac{2\pi}{a}x\right) + \cos\left(\frac{2\pi}{a}y\right) \right\}, \quad (2)$$

donde $V_0(z)$ es el potencial promediado sobre la superficie

$$V_0(z) = D \left[e^{-2\alpha(z-z_0)} - 2e^{-\alpha(z-z_0)} \right] \quad (3)$$

y

$$V_{10}(z) = \beta_{10} D e^{-2\alpha(z-z_0)} \quad (4)$$

El parámetro β_{10} determina la "rugosidad" de la superficie. A veces al potencial dado por la ec. (2) se le agrega un término de la forma $2V_{11}(z) \cdot \left\{ \cos \frac{2\pi}{a}(x+y) + \cos \frac{2\pi}{a}(x-y) \right\}$ donde $V_{11}(z)$ es $\sim 7\%$ de $V_{10}(z)$.

Note que el valor del parámetro z_0 es irrelevante pues sólo da origen a una traslación del potencial total. En lo que sigue se buscará un potencial átomo-átomo $W(r)$ que genere un potencial átomo-superficie que reproduzca las intensidades de los picos de difracción obtenidos con el potencial de Lennard-Jones-Devonshire, (ec. (2)).

Las intensidades de los picos de difracción en función del ángulo o de la energía incidente muestran resonancias. Como es bien sabido, estas resonancias están relacionadas con las energías de los estados ligados del potencial átomo-superficie promediado sobre la superficie. Esto determina el valor de los parámetros D y α .

El potencial $W(\vec{r})$ puede ser expandido de la forma:

$$W(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} W_{\vec{G}}(z) e^{i\vec{G} \cdot \vec{R}} \quad (5)$$

donde $\{\vec{G}\}$ son los vectores de la red recíproca superficial y se usó la notación $\vec{r} = (\vec{R}, z)$. Como ahora $W_0(z)$ debe reproducir correctamente las posiciones de las resonancias, un buen punto de partida para construir el potencial átomo-átomo $W(r)$ sería exigir que $W_0(z) = V_0(z)$.

Se puede demostrar que en general el potencial átomo-superficie promedio y el potencial átomo-átomo que lo genera están relacionados por

$$W(r) = - \frac{1}{r} \frac{a^2}{2\pi} \left[\frac{d}{dz} W_0(z) \right]_{z=r} \quad (6)$$

Usando para $W_0(z)$ el potencial $V_0(z)$ (dado por la ec. (3)) se obtiene

$$W(r) = \frac{\alpha a^2 D}{\pi r} \left\{ e^{2\alpha(z_0-r)} - e^{\alpha(z_0-r)} \right\} \quad (7)$$

A partir de este resultado se encuentran todas las componentes de Fourier del potencial $W(\vec{r})$:

$$W_{\vec{G}}(z) = 2\alpha D \left\{ \frac{\exp(2\alpha z_0 - \sqrt{4\alpha^2 + G^2} z)}{\sqrt{4\alpha^2 + G^2}} - \frac{\exp(\alpha z_0 - \sqrt{\alpha^2 + G^2} z)}{\sqrt{\alpha^2 + G^2}} \right\} \quad (8)$$

con $G = |\vec{G}|$. Resultados similares fueron obtenidos por Cabrera y Goodman [2].

Con respecto a este resultado cabe decir:

- a) La convergencia de la serie dada por la ec. (1) es lenta y contrariamente a lo que ocurre con el potencial de Lennard-Jones-Devonshire, se deben incluir al menos todos los términos con $G < 4\pi\sqrt{2}/a$.
- b) Aún cuando se incluyen suficientes términos en la expansión, el potencial $W(\vec{r})$ resulta ser bastante diferente a $V(\vec{r})$ (a pesar que ambos dan origen al mismo potencial promedio).
- c) En la expresión para $W(\vec{r})$ el parámetro z_0 entra de una manera no trivial. En efecto, es el parámetro z_0 el que ahora es el responsable de la rugosidad del potencial.
- d) Una vez fijado z_0 , todas las componentes de Fourier de $W(\vec{r})$ quedan determinadas; no hay más parámetros ajustables.

Para encontrar el valor del parámetro z_0 se realizaron cálculos cuánticos para la intensidad de los distintos picos de difracción con ambos potenciales (usando el método de canales acoplados). En la figura adjunta se muestran los resultados para un ángulo y energía particular del haz incidente. Como se observa, los resultados obtenidos con ambos potenciales se pueden poner en correspondencia, siendo en ese caso las predicciones de ambos potenciales bastante parecidos. Sin embargo es necesario observar que la correspondencia entre β_{10} y z_0 depende en forma apreciable de la energía incidente. Para $\beta_{10} = 0.8$ el parámetro z_0 varía desde 2.8 hasta 3.4 si la energía incidente se varía entre 12 meV y 100 meV. Esto último no debería producir desaliento pues ya hay evidencia de que el parámetro β_{10} debe ajustarse nuevamente cada vez que se cambia la energía incidente. Lamentablemente

la cantidad y precisión de los datos experimentales disponibles en la actualidad no permiten en la actualidad aclarar este punto con mayor detalle.

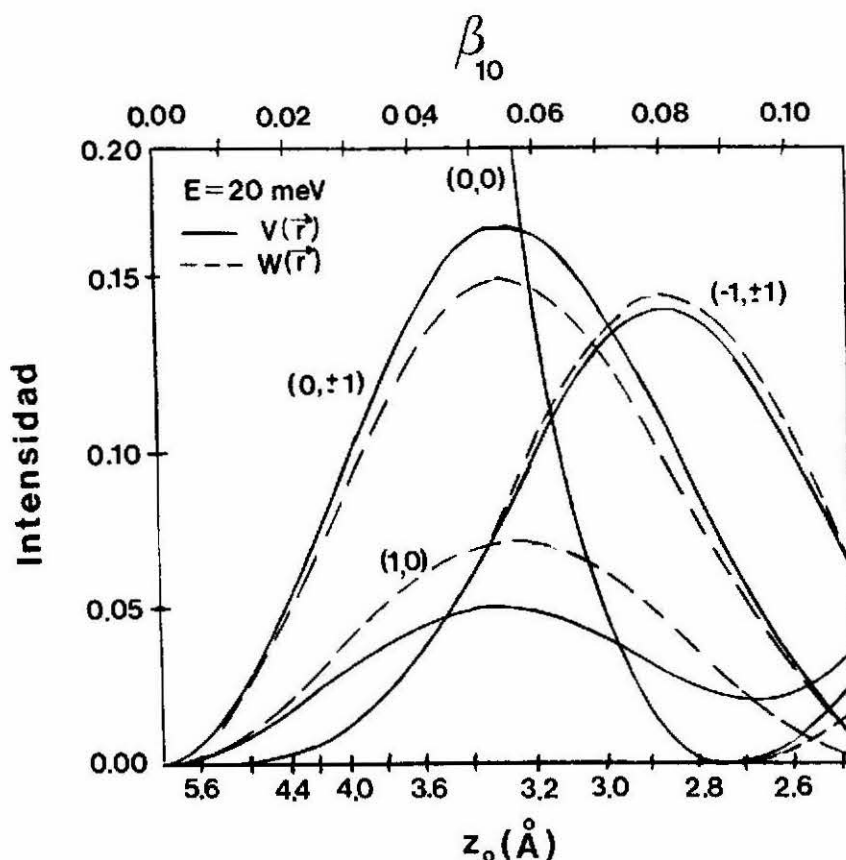


Figura 1. Probabilidad de que el haz incidente emerja por los picos de difracción $(0,0)$, $(-1,\pm 1)$, $(0,\pm 1)$ y $(1,0)$ en función de la rugosidad. Los parámetros usados son $D = 7.63$ meV, $\alpha = 1.1$ Å, $a = 2.84$ Å. $E = 20$ meV. La línea gruesa corresponde a los cálculos con el potencial de Lennard-Jones-Devonshire y la rugosidad β_{10} se lee arriba, mientras que la línea punteada corresponde a los cálculos con el potencial $W(\vec{r})$ y el parámetro de rugosidad z_0 se lee abajo.

Referencias.

- [1] J.E. Lennard-Jones y A.F. Devonshire, *Prosc. R. Soc. London* **A158**, 255, (1937).
- [2] N Cabrera y F.O. Goodman, *J. Chem. Phys.* **56**, 4899, (1972).

C. Galilea y F. Claro

Pontificia Universidad Católica de Chile

Resumen: Se describe un método para obtener los parámetros del modelo de potencial de iones negativos usando datos de absorción de centros de color. El método es aplicado a F^- , Cl^- , Br^- y I^- y se obtiene para estos iones parámetros que dependen linealmente de la energía, como es usual en estos casos.

Los potenciales semi-empíricos son pseudopotenciales aproximados cuyos parámetros se eligen de modo de obtener los valores propios correctos de la energía de un sistema atómico¹. Estos valores propios se obtienen de datos espectroscópicos o modelos teóricos para los estados ligados del sistema. Para los electrones de valencia de iones positivos de capa cerrada existen tablas de valores útiles en este sentido, y éstas han sido usadas para construir pseudopotenciales para tales iones. La situación es diferente en el caso de iones negativos puesto que su espectro es puramente continuo. En estado cristalino sin embargo, estos iones dejan vacancias que atrapan electrones, formándose así centros de color. La ligazón al centro es débil, en especial para el primer estado excitado, y la función de onda del electrón penetra un entorno de celdas vecinas bastante extendido. El potencial que determina la energía de la transición al estado excitado puede describirse usando pseudopotenciales para los iones de la red. Como existe abundantemente información sobre espectroscopía de centros de color, esto permite comparar direc-

TABLA

Ion	E_{os}	B_{os}	B'_s	E_{op}	B_{op}	B'_p
F^-	0.416	-0.972	1.712	0.595	-0.972	1.265
Cl^-	0.371	-0.842	3.861	0.519	-0.822	2.627
Br^-	0.368	-0.459	2.049	0.506	-0.459	1.423
I^-	0.331	-0.409	3.493	0.456	-0.397	1.974

tamente los modelos de potencial usado, y así ajustar sus parámetros a los datos experimentales.

El procedimiento delineado más arriba fue usado para construir pseudopotenciales para F^- , Cl^- , Br^- y I^- , usando para ello los valores espectroscópicos de los centros de color que estos iones forman en sus combinaciones con los iones alcalinos². El modelo de potencial usado fue (en unidades atómicas de Hartree)

$$V(r,E) = \begin{cases} B(E) + \frac{2}{r}, & r \leq R \\ \frac{2}{r}, & r > R \end{cases}$$

donde R es el radio de Pauling del ion y E la energía. Para los aniones se usó pseudopotenciales de tipo Heine-Abarenkov extraídos de la literatura. Nuestros resultados para el parámetro B , único por determinar, obedecen aproximadamente la ecuación

$$B_{\lambda}(E) = B_0 + B'_{\lambda}(E - E_{0\lambda})$$

donde λ indica la simetría del estado descrito (s o p), un comportamiento lineal esperado por consideraciones teóricas³. Las constantes de estas ecuaciones para los diferentes cationes se encuentran en la Tabla.

REFERENCIAS

- 1) V. Heine y I. Abarenkov, Phil. Mag. 9, 45 (1964); 12, 529 (1965)
- 2) A. H. Hughes, D. Pooley, H. V. Rahman y W. A. Runciman, Atomic Energy Research Establishment Research Report N° AERE-R.5604
- 3) Leonard Kleinman y D. M. Bylander, Phys. Rev. Letters 48, 1425 (1982)

" UBICACION DE LAS TRAMPAS TERMOLUMINISCENTES EN LA CALCITA "

Ricardo Leiva G.

Universidad de Atacama, Area de Física, Copiapó

Resumen. El estudio de la influencia del grosor del grano en la emisión termoluminiscente (ETL) de la calcita permite atribuir los pics que allí aparecen a trampas ubicadas en la superficie del cristal. El presente trabajo también muestra que las trampas de gran parte de los cristales se encuentran ubicados en su superficie y que no se manifiestan en forma clara debido a problemas ópticos de absorción y difusión.

J. Pozo. Departamento de Física. Universidad de Tarapacá.

R. Ferrer. Departamento de Física. Facultad de Ciencias.
Universidad de Chile.

Resumen:

Se estudian numéricamente las propiedades del calor específico magnético del modelo Anisotropía Magnética Aleatoria considerando interacciones mixtas ferromagnéticas y antiferromagnéticas.

El modelo Anisotropía Magnética Aleatoria [AMA] [1] es un marco de referencia adecuado para calcular la mecánica estadística de aleaciones amorfas en las cuales el único componente magnético son iones de tierras raras. El hamiltoniano AMA para tales sistemas es

$$H = -g\mu_B H_{\text{ext}} \sum_i J_{iz} - \frac{1}{2} \sum_{ij} J_{ij} \vec{J}_i \cdot \vec{J}_j - D \sum_i J_{iz}^2 \quad (1)$$

y es el factor de Landé, μ_B el magnetón de Bohr y J_{iz} es la componente z del operador momento angular total $\vec{J}_i$ del sitio i-ésimo. H_{ext} es el campo externo en dirección z. J_{ij} es la constante de acoplamiento para la interacción entre los momentos $\vec{J}_i$ y $\vec{J}_j$. D es la constante de anisotropía y z_i es el eje de local de fácil magnetización en el sitio i. Aproximamos utilizando teoría del campo molecular tomando acoplamiento antiferromagnético J_a entre v_a primeros vecinos y acoplamiento ferromagnético J_f frente v_f segundos vecinos, y el modelo de

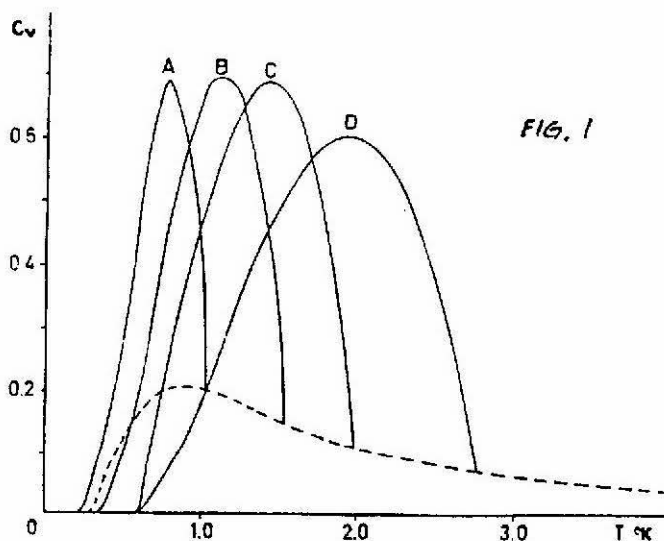


FIG. 1

las subredes descrito en referencia [2].

El calor específico versus la temperatura se presenta en la figura 1 para $D = 2^\circ\text{K}$ y varios valores de $p = v_f J_f / v_a J_a$ para el sistema amorfo y el sistema cristalino correspondiente. En ambos casos p tiende a aumentar la temperatura crítica a la cual comienza un

proceso de ordenamiento antiferromagnético. Esto se debe al hecho que las interacciones $V_{ff} J_f$ entre segundos vecinos estabilizan las magnetizaciones de las subredes dificultando la destrucción del estado antiferromagnético. Los gráficos de la figura 2 exhiben una clara

diferencia en el comportamiento de los máximos en los dos sistemas; para el caso cristalino los máximos decrecen al aumentar p y saturan para $p \rightarrow 0$ para el caso amorfo estos máximos aumentan al incrementar p y aparentemente saturan para $p \rightarrow \infty$. Se predice además que el calor específico de dos amorfos

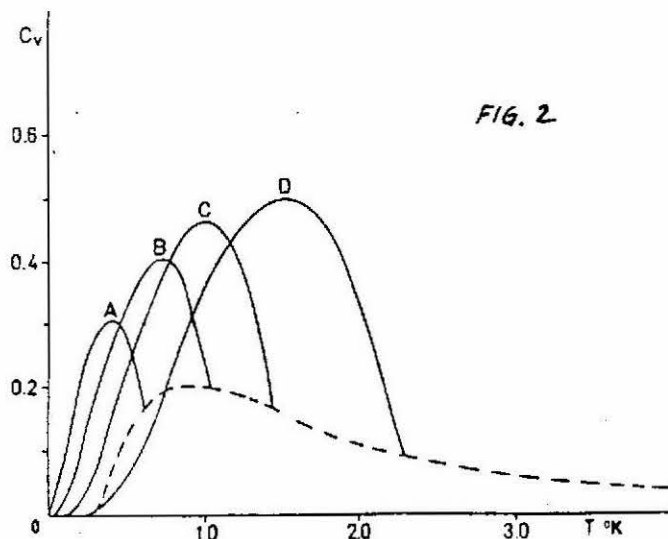


FIG. 2

son inferiores a aquellos de los correspondientes cristales ya que los espectros de energía de los sistemas amorfos admiten más posibilidades en la ocupación de niveles ante un reordenamiento exigido por una perturbación de la energía interna. Se tiene entonces que amorfización implica un ablandamiento del calor específico. También es aparente que los máximos de Schottky son más fáciles de observar en la fase amorfa antiferromagnética.

El comportamiento a bajas temperaturas se analiza graficando $-\ln(C_v k_B T^2)$ versus $1/k_B T$ para diferentes valores de p como se indica en la figura 3. Como es bien sabido [3] este logaritmo es lineal en $1/T$ para bajas temperaturas cuando sólo dos niveles de energía magnéticos se encuentran involucrados. De los gráficos se observa que en la fase amorfa para $J = 1$ todos los niveles participan, aún para bajas temperaturas, en las propiedades magnéticas del sistema. En la fase amorfa este modelo predice comportamientos muy irregulares de este logaritmo, los cuales pudieran ser mejor estudiados extendiendo estos cálculos para valores más realistas del spin total J .

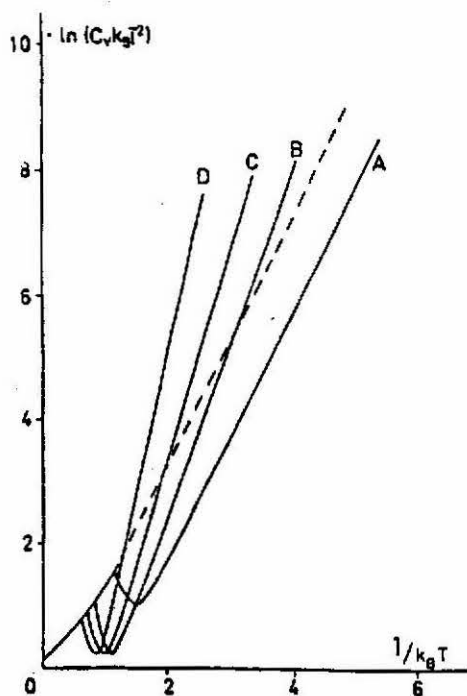
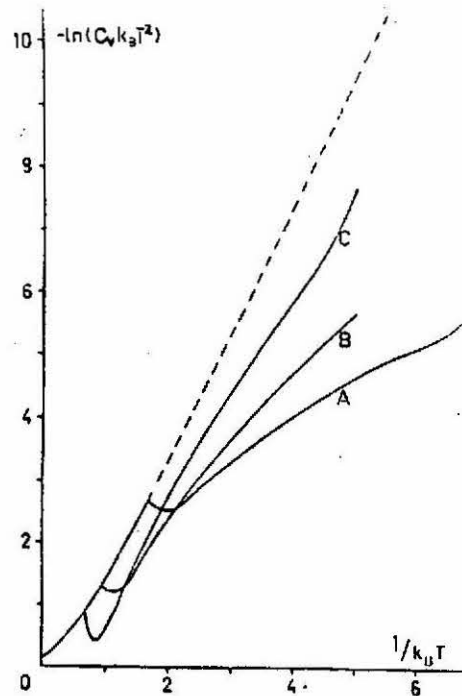


FIG. 3



Referencias.

- [1] R. Harris, M. Plischke, and M.J. Zuckermann, Phys. Rev. Lett. 31, 160 (1973).
- [2] R. Ferrer and M.J. Zuckermann, Can. J. Phys. 56, 1098 (1978).
- [3] E.S.R. Gopal, "Specific Heats at Low Temperatures" (New York; Plenum).

TERMODINAMICA DEL MODELO DE HUBBARD GENERALIZADO

Carlos Henríquez y Jaime Rössler
Facultad de Ciencias,
Universidad de Chile

y

Miguel Kiwi
Facultad de Física,
Universidad Católica

Resumen.

Las propiedades termodinámicas de un sistema de cuatro átomos, descrito por el Hamiltoniano generalizado de Hubbard, son investigadas en detalle. Se evalúan diversas magnitudes como función de la temperatura y se discuten y clarifican los mecanismos físicos subyacentes.

El modelo de Hubbard se ha constituido en un elemento fundamental para la descripción y comprensión del magnetismo metálico desde su introducción¹ en 1963. Es especialmente adecuado para entender el comportamiento magnético de elementos de transición y tierras raras, donde la energía de repulsión coulombiana entre electrones de spin opuesto, en un mismo sitio de la red cristalina, es mayor que la energía cinética promedio con que se desplazan estos electrones por el metal.

Por otro lado, desde 1970 en adelante el modelo de Hubbard empezó a utilizarse también para describir las propiedades físicas de los compuestos² uni-dimensionales TTF-TCNQ (tetratiodifulvano-tetracianoquinodimetano), que exhiben una sorprendentemente alta conductividad eléctrica. Sin embargo, para obtener en este caso una mejor concordancia entre teoría y experimento, es necesario generalizar el modelo de Hubbard MHG) agregando un tercer término al Hamiltoniano, que toma entonces la forma

$$\hat{H} = \sum_{j=1}^N \sum_{\sigma} \left\{ -t [C_{j+1\sigma}^{\dagger} C_{j\sigma} + C_{j\sigma}^{\dagger} C_{j+1\sigma}] + \right. \\ \left. + \frac{I}{2} \hat{n}_{j\sigma} \hat{n}_{j-\sigma} + V \sum_{\sigma'} \hat{n}_{j\sigma} \hat{n}_{j+1\sigma'} \right\} \quad (1)$$

Aquí, $C_{j\sigma}^{\dagger}$ ($C_{j\sigma}$) es el operador de creación (destrucción) de estados de Wannier asociados al átomo j y con spin σ , $\hat{n}_{j\sigma} = C_{j\sigma}^{\dagger} C_{j\sigma}$, t es la interacción entre estados con átomos contiguos, y finalmente I y V son las interacciones coulombianas intra - e inter - atómicas, respectivamente.

Dado que no se conocen las soluciones exactas para el MHG cuando el número de átomos $N \rightarrow \infty$, hemos obtenido con anterioridad resultados exactos³ para un sistema de cuatro electrones y cuatro átomos ubicados en los vértices de un cuadrado. El presente trabajo representa la extensión de la Ref. 3 al caso de temperaturas finitas.

Para comprender el comportamiento del MHG cuando $T > 0$ hay que analizar la naturaleza y autovalores de energía de los primeros estados excitados del sistema. Se distinguen dos regímenes, que son los de a) "ondas de spin" y b) "ondas de carga".

a) Ondas de spin ($I > 2V$). Los estados son de carácter Heitler-London con un electrón por átomo, y por lo tanto neutralidad de carga sitio a sitio. Cuando $t = 0$ el estado fundamental tiene energía $4V$ y degeneración $g = 2^4 = 16$; a medida que t crece esta degeneración es removida por la deslocalización electrónica; lo anterior lleva a un estado base antiferromagnético. Para $t \ll I-V$ el espectro de energía de estos 16 estados está aproximadamente determinado por el Hamiltoniano de Heisenberg $H = J \sum_i \vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1}$, con $J = 4t^2/(I-V)$ obtenido³ de (1) por medio de una transformación canónica; para $T < J$ sólo se excitan estos 16 estados

de tipo Heitler-London. Sin embargo, cuando $T \sim (I-V)$ comienzan a crearse pares electrón-hueco (e-h) "reales", y la descripción mediante un Hamiltoniano de Heisenberg pierde totalmente su validez. Finalmente, para $T \gg I-V$ el sistema se desordena por completo, con $3/14$ de los sitios doblemente ocupados, $3/14$ sin ocupación y $4/7$ con ocupación simple.

El promedio de doble ocupación $\alpha \equiv \langle \hat{n}_{\ell\uparrow} \hat{n}_{\ell\downarrow} \rangle$, para $t \ll (I-V)$ y $T \ll J$ resulta ser $\alpha \approx 3t^2/(I-V)^2$. Cuando $T \sim J$ se excitan estados ferromagnéticos, sin huecos "virtuales" y α consecuentemente decrece. Para $T \gg (I-V)$, α crece y tiende a $3/14$ cuando $T \rightarrow \infty$. El calor específico $C_V(T)$ exhibe dos máximos; el primero en $T = 0.4J$ tiene un área $2J$ y describe como se van poblando los 16 estados Heitler-London. El segundo aparece en $T \sim 0.4(I-V)$, con un área de $(3I-2V)/14$, está relacionado con pares e-h reales y decae proporcionalmente a T^{-2} cuando $T \rightarrow \infty$. La susceptibilidad $\chi(T)$ tiene un sólo máximo en $T \sim J/2$ y $\chi_{\text{máx}} \sim 1/6J$.

b) Ondas de carga ($I < 2V$). El estado fundamental es una repetición periódica de sitios desocupados (carga + e) con sitios contiguos doblemente ocupados (carga - e), cuando $|t| \ll (2V-I)$. El estado base para $t = 0$ tiene energía $2I$ y degeneración $g = 2$. Los primeros estados excitados están bastante alejados a una energía igual al mín ($3V-I$, $4V-2I$).

Para $|t| > 0$ se remueve la doble degeneración del estado base, pero las propiedades termodinámicas sólo comienzan a modificarse para $T \sim V$ ó I , en marcado contraste con el caso anterior. El calor específico exhibe ahora un sólo máximo, situado en la región de altas temperaturas y la susceptibilidad resulta ser al menos un orden de magnitud menor que en el caso de las ondas de spin.

Referencias.

- 1) J. Hubbard, Proc. Phys. Soc. London Ser. A 276, 238 (1963).
- 2) J.B. Torrance, Phys. Rev. B 17, 3099 (1978).
- 3) J. Rössler, B. Fernández y M. Kiwi, Phys. Rev. B 24, 5299 (1981).

M. Pacheco y F. Claro

Pontificia Universidad Católica de Chile

Resumen: Se calcula la densidad de estados electrónicos para un cristal unidimensional en un campo eléctrico externo constante, modelado por un potencial tipo escalera. Se encuentra una estructura periódica de resonancias.

I. INTRODUCCION

El movimiento de electrones en sólidos bajo la influencia de campos externos es un tema de gran interés en física del estado del sólido, principalmente debido a que muchas propiedades son medidas efectuando experimentos en tales campos.

En el caso de campos eléctricos aparece un tiempo característico $T = 2\pi \hbar / eEa$, donde E es el campo eléctrico y a la constante de la red, para el cual el operador de evolución del sistema es periódico en $\vec{x}$. Este tiempo T es el período semiclásico de recurrencia en el movimiento de un electrón en una banda "inclinada" por efecto del campo¹. Formalmente y en la aproximación de una banda² el espectro de energía bajo la acción de un campo eléctrico externo es discreto, de niveles equidistantes (Stark ladders). Sin embargo, un teorema en la teoría espectral de operadores de Shrödinger³ garantiza la absoluta continuidad del espectro si esa aproximación no es usada. Es posible sin embargo que el sistema posea una estructura de resonancias reminiscente de una escalera de Stark. En este trabajo investigamos esta posibilidad a través del cálculo de la densidad de estados electrónica.

II. EL MODELO

Nuestro modelo es un potencial "escalera",

$$V(x) = nv_0, \quad na \leq x \leq (n+1)a \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

el cual se obtiene como la suma de un potencial periódico "diente de sierra" y el potencial eléctrico $v_0 = eEa$.

La solución de la ecuación de Schrödinger en cada escalón y las condiciones de continuidad para ella, llevan a una ecuación de diferencias que puede resolverse numéricamente. Con el objeto de facilitar el cálculo se introduce una pared infinita y se estudia el límite en que esta pared está muy distante.

III. RESULTADOS

Nuestros resultados muestran una estructura periódica en la densidad de estados, de período eEa . La fig.1 muestra esquemáticamente este comportamiento. Los ejes horizontal y vertical corresponden a la energía y al número de estados por unidad de energía, respectivamente. La línea de trazos corresponde al caso sin cristal, para el cual la densidad de estados en ese rango de energías es prácticamente una constante⁴. La estructura del gráfico sugiere la existencia de resonancias.

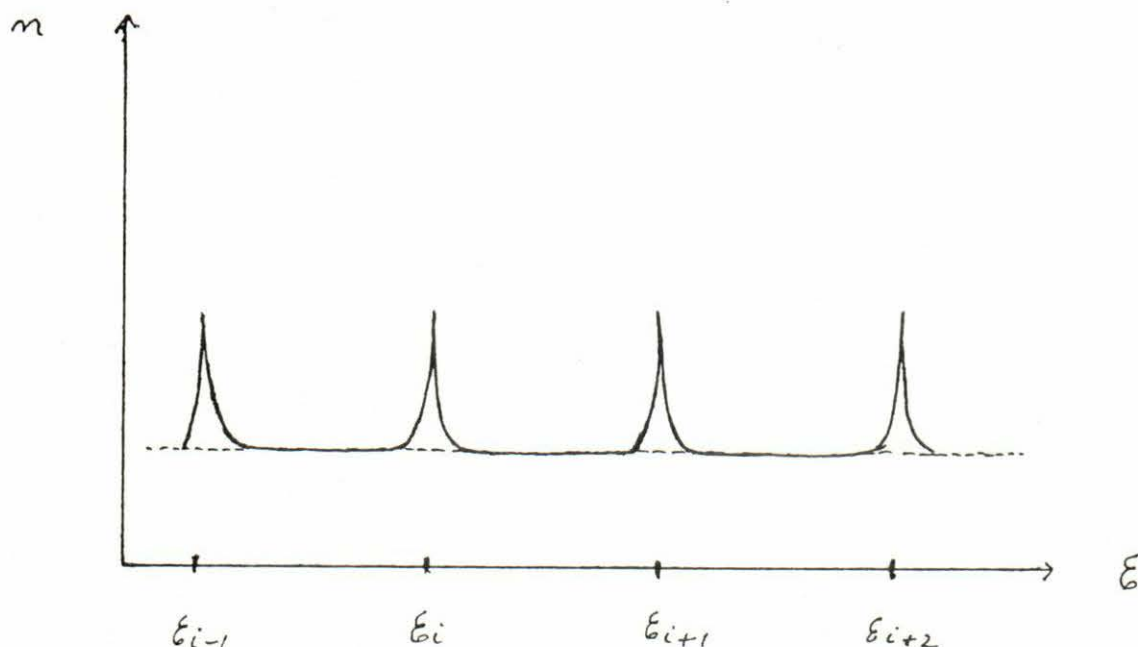


Fig. 1.- Densidad de estados para potencial "escalera". Curva a trazos corresponde al caso sin potencial cristalino.

IV. REFERENCIAS

- [1] G.H. WANNIER, en "Elements of solid state theory", (Greenward Press, Publishers, N.Y. 1970)
- [2] J. ZAK, Phys. Rev. Letters 20, 1477 (1968)
- [3] J.E. AVRON, J. ZAK, A. GROSSMANN and L. GUNTHER, J. Math. Phys. 18, 918 (1977)
- [4] A. RABINOVITCH and J. ZAK, Phys. Rev. B, 4, 2358 (1971)

M. Orszag, R. Ramírez y F. Claro

Pontificia Universidad Católica de Chile

Resumen: El problema de electrones cristalinos en campos magnéticos, así como el de electrones en una cadena lineal en el modelo de ligazón fuerte, dan origen a la ecuación de diferencias

$$f_{n+1} + f_{n-1} + \alpha(n)f_n = Ef_n$$

donde α es una modulación y E es la energía. Mediante una simple transformación mostramos cómo esta ecuación puede reescribirse como una ecuación no lineal. Las soluciones de interés son sus puntos fijos y el coeficiente de Liapunov determina si la solución está en el espectro o fuera de él. En particular, para los bordes del espectro el punto fijo es un atractor simple de convergencia infinitamente lenta.

Rodrigo Ferrer

Facultad de Ciencias Básicas y Farmacéuticas
Departamento de Física, Universidad de Chile

Resumen: Se estudian las soluciones del tipo solitón de la ecuación no lineal de Schrödinger correspondiente al modelo ferromagnético de Heisenberg 1D anisotrópico con interacción bicuadrática. Se muestra la posibilidad de que los solitones sean excitaciones "más elementales" que los magnones.

El estudio de sistemas unidimensionales ha sido de enorme interés en los últimos años [1]. En este trabajo se estudia el modelo de Heisenberg correspondiente al hamiltoniano:

$$H = -\frac{1}{2} J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - A \sum_i (S_i^z)^2 - \mu_B H_0 \sum_i S_i^z - \frac{1}{2} \alpha J \sum_{\langle i,j \rangle} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j)^2 \quad (1)$$

donde $\vec{S}_i$ y $\vec{S}_j$ son operadores de spin total en sitios primeros vecinos y donde $J > 0$ es la interacción de intercambio ferromagnética. A es el parámetro de anisotropía cristalina, H_0 el campo externo en la dirección z y α el parámetro correspondiente a la interacción bicuadrática [2].

Para estudiar la dinámica del spin en el límite continuo se hace uso de las transformaciones de Holstein-Primakoff [3] y se plantea la ecuación de movimiento conservando hasta el tercer orden en los operadores bosónicos. Luego, el uso de los estados coherentes de Glauber [4] lleva al límite continuo resultando la ecuación no lineal

de Schrödinger:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[\mu_B H_0 + SA_1 \right] \psi - A_1 \psi |\psi|^2 - SA_2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{1}{2} A_2 \psi^2 \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^2} - A_2 \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2 \psi + \frac{A_2}{2} \psi^* \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 \quad (2)$$

con $A_1 = 2(A - S^2 \alpha J)$ y $A_2 = J(1 + 2S^2 \alpha)$

Planteando soluciones del tipo

$$\psi(x, t) = \phi(\xi) \cdot e^{i\theta(\xi)} \quad (3)$$

con ϕ , θ reales y $\xi = x - vt$, con condiciones de borde $\phi \rightarrow 0$, $\xi \rightarrow \pm\infty$

$\phi' \rightarrow 0$ se obtiene, al reemplazar (3) en (2) y resolviendo el sistema de ecuaciones:

$$\phi^2 = 4 \operatorname{Sg} \left[f + \sqrt{f^2 - 4g(g + \gamma)} \cosh(2\sqrt{g}\xi) \right] \quad (4)$$

$$\theta = \frac{\sqrt{\epsilon}}{2S(1+2S^2\alpha)} \left(\xi + \frac{1}{\sqrt{g + \gamma}} \tanh^{-1} \left\{ \frac{2\sqrt{(g + \gamma)} \operatorname{tgh} \sqrt{g}\xi}{f + \sqrt{f^2 - 4g(g + \gamma)}} \right\} \right) \quad (5)$$

con $f = h/(1 + 2S^2 \alpha) + 2\gamma$

$$g = f - (2S(d - 2S^2 \alpha) + \epsilon^2/(1 + 2S^2 \alpha))/(1 + 2S^2 \alpha)$$

$$h = 2\mu_B H_0/J; d = 2A/J; \epsilon^2 = \hbar^2 v^2/J^2$$

$$\gamma = 2S(d - 2S^2 \alpha)/(1 + 2S^2 \alpha)$$

$$\text{La energía de los solitones se obtiene de } E = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{H(\xi)}{J} d\xi$$

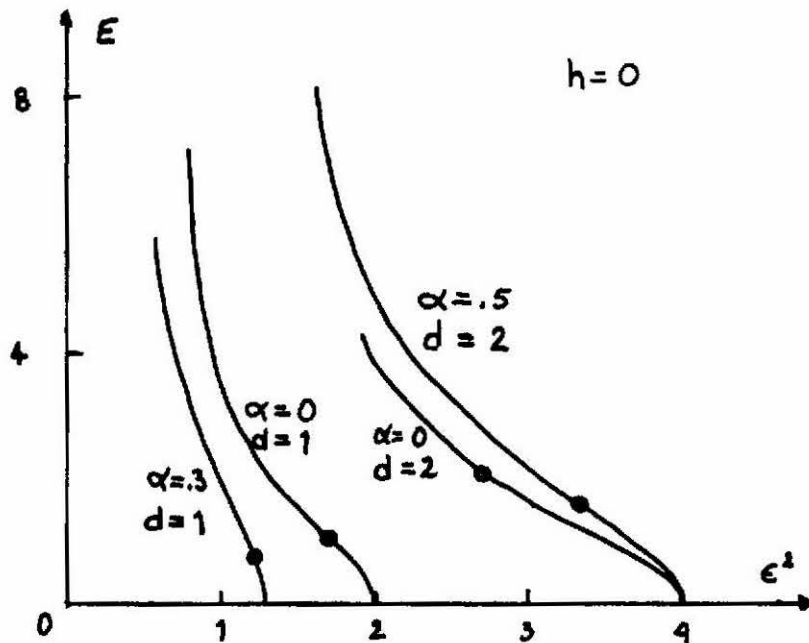
donde $H(\xi)$ es la densidad hamiltoniana. Haciendo uso de las soluciones (4) y (5) esta energía resulta ser:

$$E = 4S \sqrt{g} \cdot L \frac{1}{\sqrt{f^2 - b^2}} \cdot \ln \frac{f + b + \sqrt{f^2 - b^2}}{f + b - \sqrt{f^2 - b^2}} \quad (6)$$

$$\text{con } L = \left[\frac{h}{2} + dS + S(1 + 2S) \left(g + \frac{\epsilon^2}{4S^2(1 + S^2\alpha)^2} \right) \right]$$

$$\text{y } b = \sqrt{f^2 - 4g(g + \gamma)}$$

En la figura 1 se presenta a esta energía en función de ϵ^2 para distintos valores de los parámetros. Los círculos indican los fondos de las bandas de energías de los magnones, observándose que existen modos magnéticos tipo solitón con energías inferiores.



Referencias:

- [1] J. Bernasconi, T. Schneider eds. Physics in one dimension (Springer, Berlin 1981).
- [2] R. Ferrer, R. Pintanel. Physica 119B, 321 (1983).
- [3] D.C. Mattis, The Theory of Magnetism I. (Springer, Berlin 1981).
- [4] J.M. Radcliffe, J. Phys. A. 4, 313 (1971).

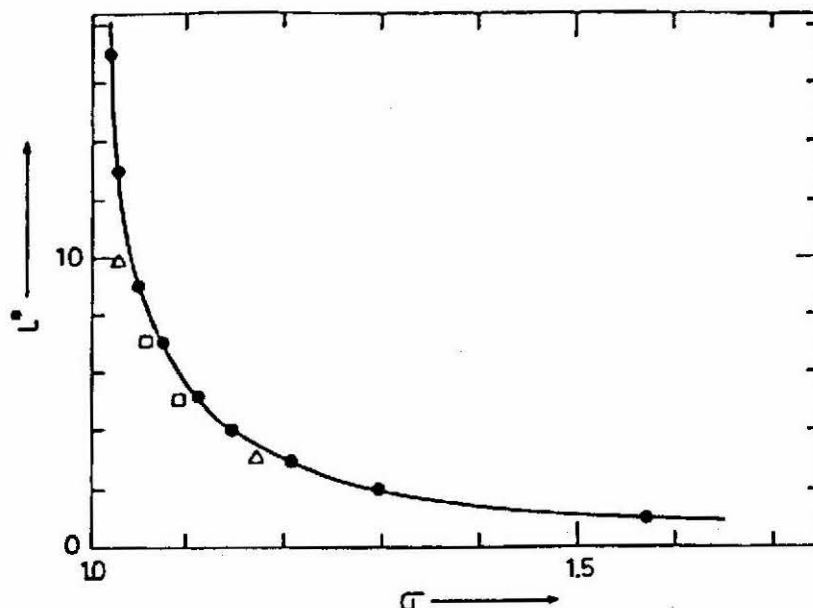
CRITERIO PERTURBATIVO PARA RESONANCIAS EN
MATERIA PARTICULADA

F. Claro

Pontificia Universidad Católica de Chile

Resumen: Se propone un criterio para decidir el orden de aproximación necesario en cálculos perturbativos de los modos normales de excitación de materia particulada. La aproximación usual, la dipolar, es válida sólo para interdistancias mayores de 1,5 veces el diámetro de las partículas.

Los modos de excitación colectiva de un conjunto de unidades polarizables es un tema de interés a una variedad de áreas de la física, como el estudio de coloides¹, las propiedades ópticas de aisladores²⁻³, la física de polvos y aerosoles⁴, el estudio de materiales para la absorción selectiva de energía solar⁵, etc. Las características de estos modos dependen de las propiedades físicas y geométricas del medio. Lo primero se representa mediante la constante dieléctrica y lo segundo, mediante un parámetro σ que se define como el cociente entre la distancia media entre las unidades polarizables y su diámetro. En el límite $\sigma = 1$ hay fuerte interacción entre ellas, en tanto que para $\sigma = \infty$, cada unidad responde aisladamente. En el rango intermedio se puede usar un tratamiento perturbativo en σ^{-1} , y es usual incluir sólo hasta el primer orden de perturbación (aproximación dipolar). Sin embargo, esta aproximación falla cuando $\sigma \approx 1.5^6$. Basados en cálculos realizados para diversas estructuras proponemos aquí un criterio para el orden de aproximación requerido como una función de σ . La figura muestra resultados obtenidos para dos esferas idénticas, donde L^* está definido de modo que 2^{L^*} es el orden multipolar que debe alcanzarse para que las soluciones estén a no más de 1% de la solución exacta. El



cuadrado y el triángulo en la figura son resultados para una red cuadrada y una cadena infinita, respectivamente. La convergencia es mejor en estos casos que para la pareja, debido a la ausencia del acoplamiento cuádrupolar por razones de simetría. La diferencia es leve sin embargo, de modo que proponemos los resultados para la pareja como criterio ya que es éste el acoplamiento que domina todo arreglo debido al corto alcance de los campos multipolares.

REFERENCIAS

- 1) Paweł Pieranski, *Contemporary Physics* 24, 25 (1983)
- 2) R. Bonneville, *Physical Review* B26, 513 (1982)
- 3) F. Claro, *Physical Review* B25, 2483 (1982)
- 4) Ver, por ejemplo, Electrical Transport and Optical Properties of Inhomogeneous Media, J.C. Garland y D.B. Tanner, eds. (AIP, Nueva York, 1978)

- 5) N. W. Ashcroft, "Electromagnetic Propagation in Mixed Media",
en Microscopic Properties of Disordered Media (Springer Verlag,
1982)
- 6) F. Claro, Physical Review B25, 7875 (1982)

CONSIDERACIONES ENERGETICAS ACERCA DE LA INTERACCION BORDE DE GRANO-PRECIPITADO

C.H. Wörner, S. Romero
Instituto de Física
Universidad Católica de Valparaíso

Resumen. Se analiza la variación de la energía con la separación entre un borde de grano con curvatura y un precipitado esférico de acuerdo a los modelos recientes propuestos en la literatura. Se obtienen expresiones analíticas para esta dependencia y se demuestra que a partir de ellas se obtiene la fuerza de Zener.

I. INTRODUCCION

La influencia de partículas de segunda fase o precipitados en la inhibición del crecimiento de grano primario durante la recristalización en materiales policristalinos es un hecho bien establecido en la literatura¹. Fue Zener² quien trató por primera vez de elaborar un modelo teórico para este fenómeno. Posteriormente Gladman³ y Ashby et al.⁴ trataron el problema considerando el borde de grano como una superficie macroscópicamente plana. Las limitaciones de estos tratamientos⁵ han sido analizadas recientemente. Ultimamente Hellman y Hillert⁶ y Hazzledine et al.⁷ han propuesto expresiones para el caso de un borde de grano curvo. Se ha demostrado que estas últimas propuestas son equivalentes⁸.

II. EL MODELO DEL GRANO CURVO

Consideremos la Fig. 1. Sea ρ el radio del grano no perturbado, r el radio de la inclusión esférica, s la separación entre el grano no perturbado y la inclusión y coloquemos un sistema de ejes con el origen en el precipitado. Si llamamos x e y a un punto cualquiera de la superficie de rotación se debe generar un catenoide cuya generatriz está dada por⁷

$$y = a \cosh(x/a - b) \quad (1a)$$

$$\text{con } a = r \sin \theta \cos \theta \quad (1b)$$

$$y \quad b = \sec \theta - \text{arc cosh}(\csc \theta). \quad (1c)$$

La separación s se obtiene mediante la expresión

$$s = a \{ b + \text{arc cosh}(\rho/a)^{1/2} - (\rho/a) [1 - (1 - a/\rho)^{1/2}] \} \quad (2)$$

y la fuerza de interacción entre borde de grano y precipitado es la conocida expresión de Zener² $F = 2\pi r\gamma \sin \theta \cos \theta$. (3)

III. LA ENERGIA

Para calcular la energía usamos el hecho que la energía total es proporcional a la superficie de la catenoide. Se ha demostrado previamente⁸ que los valores permitidos del parámetro θ están en el intervalo $\arctan(\rho/r) \leq \theta \leq \pi/4$ y que los puntos de contacto de la catenoide con la inclusión (x_1) y el borde de grano (x_2) son⁶

$$x_1 = r \sin \theta \quad (4)$$

$$y \quad x_2 = a \left[b + \operatorname{arcosh}(\rho/a)^{1/2} \right] \quad (5)$$

Con dichos límites el área resulta:

$$A = \pi a^2 \left\{ \left[\frac{\rho}{a} \left(\frac{\rho}{a} - 1 \right) \right]^{1/2} - \frac{\cos \theta}{\sin \theta} + \operatorname{arcosh}(\rho/a)^{1/2} - \operatorname{arcosh}(\csc \theta) \right\} \quad (6)$$

Definiendo $M = (2\rho/r \sin 2\theta)^{1/2}$ se obtiene derivando (6) y (2):

$$dA/d\theta = \pi r^2 \sin 2\theta \left\{ \frac{M(M^2 - 2)}{2(M^2 - 1)^{1/2}} \cos 2\theta + 2\cos \theta + \cos 2\theta [\operatorname{arcosh} M - \operatorname{arcosh}(\csc \theta)] \right\} \quad (7)$$

$$y \quad ds/d\theta = 2\cos \theta + \cos 2\theta [\operatorname{arcosh} M - \operatorname{arcosh}(\csc \theta) - M(M^2 - 1)^{-1/2}] \quad (8)$$

Considerando el cambio de área es posible obtener la fuerza de Zener (3) como la derivada de $\gamma(A - 2\pi\rho^2[1 - (1 - 1/M^2)^{1/2}])$. Un gráfico para la variación de la energía vs. la separación se observa en la Fig. 2, para distintos valores de ρ/r . Se ha tomado como cero de energía la situación en que el ángulo θ es mínimo.

IV. CONCLUSIONES

Se ha demostrado que el modelo del borde de grano curvo predice la dependencia de la energía con la separación y genera la fuerza de Zener como consecuencia. Con esta base será posible calcular el es-

fuerzo de frenado debido a este fenómeno⁹.

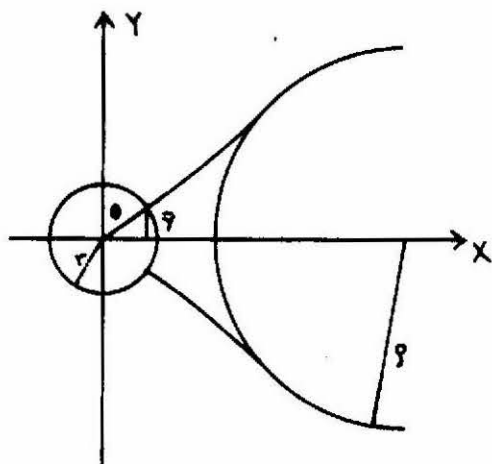


Fig.1. Interacción borde de grano curvo con precipitado esférico.

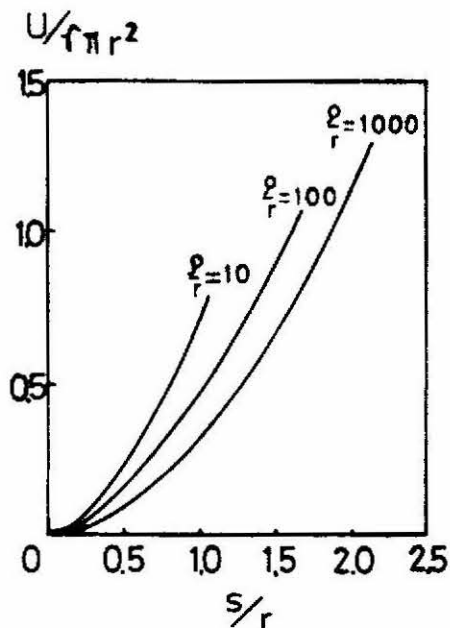


Fig.2. Gráfico energía vs. separación (variables adimensionales).

REFERENCIAS

- 1.- D.A. Porter y K.E. Easterling, "Phase Transformations in Metals and Alloys", Van Nostrand, England, 139 (1981).
- 2.- C. Zener citado en C.S. Smith, Trans. TMS-AIME, 175,15 (1948).
- 3.- T. Gladman, Proc. Roy. Soc. A294,298 (1966).
- 4.- M.F. Ashby, J. Harper y J. Lewis, Trans. TMS-AIME 245,413 (1969).
- 5.- C.H. Wörner y A. Cabo, Anales del 3er. Congreso Nacional de Metalurgia A107 (1983).
- 6.- P. Hellman y M. Hillert, Scan. J. Metallurgy 4,211 (1975).
- 7.- P.M. Hazzledine, P.B. Hirsh y N.P. Louat, First Riso Int. Symp., p. 159 (1980).
- 8.- C.H. Wörner, A. Cabo, enviado a publicación.
- 9.- N. Louat, Acta Met. 30,1291 (1982).

"DISEÑO Y CONSTRUCCION DE UN GENERADOR ULTRASONICO DE POTENCIA"

J. Ferrer * L.Gaete *, L. Hernández *, R. Oyarzún *

* Laboratorio de Física, Universidad de Santiago de Chile

Cada día aumenta el empleo de los ultrasonidos de potencia tanto en el área de investigación como en aplicaciones industriales (1), (2).

En esta comunicación se discute, desde un punto de vista global, las características de los transductores ultrasónicos de potencia y se describe el diseño y la construcción de uno de estos dispositivos.

Para la gama de las altas frecuencias ultrasónicas 1- 10 MHz, los transductores de mayor aplicación son aquellos que utilizan una cerámica piezoeléctrica como único elemento activo; la que se elige de acuerdo a la potencia requerida y a sus límites eléctricos, mecánicos y térmicos (3).

Para frecuencias de trabajo menor que 1MHz, el espesor de la cerámica requerida aumenta considerablemente y con ello las pérdidas del sistema electro-mecánico, lo que hace recomendable el uso de una estructura sandwich como elemento excitador, la cual permite utilizar cerámicas mucho más delgadas. La estructura sandwich básicamente consiste en una o más cerámicas montadas entre dos trozos de metal generalmente cilíndricos (4) que resuenan, en conjunto, a $\lambda/2$. Para potencias extremadamente altas se recomienda el uso del sandwich "pre-ferido" (1).

DISEÑO Y CONSTRUCCION DE UN TRANSDUCTOR COMPUESTO

En el diseño y la construcción de un transductor compuesto se considera, en general, separadamente dos elementos, los que posteriormente se acoplan mediante un sistema apropiado.

i) Elemento excitador, que como se dijo anteriormente está formado por la estructura tipo sandwich.

ii) Elemento radiante (bocina) que por una cara se acopla al elemento excitador y por la otra a la carga. Este debe ser diseñado adecuadamente si se quiere conseguir grandes amplitudes de desplazamientos.

El estudio de la bocina se hace a través de la ecuación de Webster (5), lo que permite optimizar la forma geométrica de ella para obtener los mayores desplazamientos en su cara útil. La solución de esta ecuación para la velocidad de vibración a la frecuencia de resonancia es de la forma $V_{\text{máx}} = \frac{F}{\rho v} \emptyset$, donde

ρv es la impedancia característica de la bocina; $\emptyset$ es un factor de forma adimensional y F es el coeficiente de fatiga dinámico. El factor $\frac{F}{\rho v}$ es conocido como constante del material o figura de mérito. Tanto $\emptyset$ como $\frac{F}{\rho v}$ son parámetros independientes entre sí, por tanto, los mayores desplazamientos se producirán para los valores máximos de cada uno de ellos. El material de mayor figura de mérito es el titanio y sus aleaciones $\sim 33(\frac{\text{m}}{\text{seg}})$.

En el diseño de un transductor de potencia se debe tomar en cuenta la distribución de los desplazamientos longitudinales. Si se quiere que en el plano N (Fig.1.) se encuentre un nodo de desplazamiento, debe calcularse la contra masa necesaria, de largo d , por la fórmula Langevin (6):

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi f d}{v_d} \cdot \operatorname{tg} \frac{2\pi f a}{v_a} = \frac{\rho_a v_a}{\rho v_d}, \text{ donde } v_d, v_a, \rho_d \text{ y } \rho_a$$

son, las velocidades del sonido y las densidades, de la contra masa y la cerámica, respectivamente.

Para una estructura sandwich de aluminio con un elemento activo PZT4 se tiene: $v_d = 4935 \left(\frac{\text{m}}{\text{seg}} \right)$, $\rho_d = 2690 \left(\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right)$; $v_a = 4600 \left(\frac{\text{m}}{\text{seg}} \right)$ y $\rho_a = 7500 \left(\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right)$; resultando una contramasa de 39.3 mm. de longitud.

Se ha elegido una bocina de forma cilíndrica escalona por su excelente ganancia en amplitud de desplazamiento (ganancia = $\left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2$, donde D_1 y D_2 son los diámetros de los cilindros) y su fácil mecanización (6). La construcción de este dispositivo en el Laboratorio de Acústica Física de la USACH ha mostrado una buena concordancia entre las dimensiones calculadas y las frecuencias resonantes observadas.

BIBLIOGRAFIA

- 1.- G. Rodríguez, J. Gallegos, F. Inostroza.
"Ultrasonics generators for low and high power applications in gases". Pr. Ultrasonics International "Brighton" UK 30 june- 2 july 1981.
- 2.- L. Gaete, J. Gallegos.
Journal of Ac. Soc. of Am. Vol. 73 3 763-773 (1983)
- 3.- J.A. Gallego, G. Rodríguez. Electrón y Fís. Ap. Vol. 16 N°4 605- 616 (1973).
"Análisis mediante un circuito equivalente de un emisor ultrasonoro con placa vibrante"
- 4.- Ranz Carlos. "Contribución a la Teoría de la radiación ultrasonora de transductores, sandwich Doc. Tesis Med. (1972).

- 4.- E.A.Neppiras "The pre-stressed piezoelectric sandwich transducer" Ultrasonics International Proc. 1973.
- 5.- M.B. Lesser J.A. Lewis
Applications of Matched Asymptotic Expansion Methods to Acoustics. I The Webster Horn Equation and the Stepped Duct. J. Ac. Soc. of Am. 51 1664- 1669 (1972)
- 6.- J.F. Belford "The Stepped Horn"
Proc. Natl. Electronics Conf, Chicago 16 (1960).

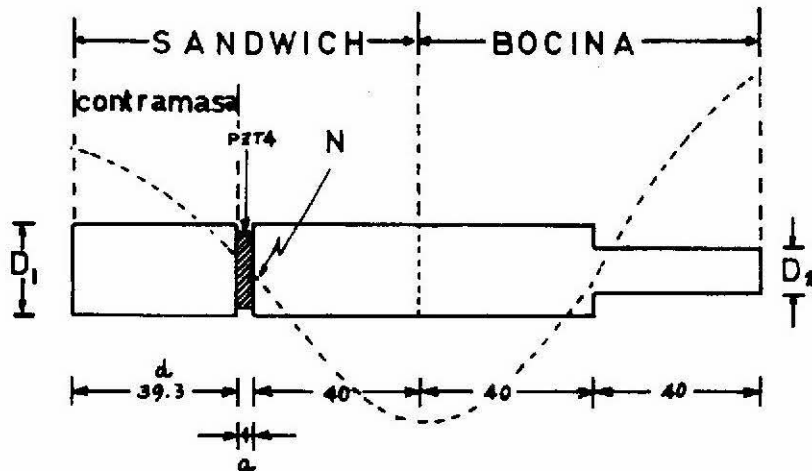


Fig. 1

ESTADISTICA DE LA FRACTURA DE VIDRIO ROTO POR COMPRESION

P. Kittl *, M. León *, G.M. Camilo **

* IDIEM, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile, Casilla 1420, Santiago, Chile.

** Instituto de Física, Universidad Estadual de Campinas, Campinas, S.P., CEP 13.100, Brasil.

Resumen. Se hace un análisis estadístico de las tensiones de rotura de vidrios comerciales, determinándose los parámetros de las distribuciones de Weibull, normal y logarítmico normal. Se determinó la dispersión de esos parámetros con los métodos de la matriz de información de Fischer y de simulación. Se estudió la influencia del tamaño del espécimen, estando ésta de acuerdo con las predicciones de Weibull. El χ^2 es aceptable para las tres distribuciones. Sin embargo un análisis teórico muestra que la curva de frecuencia de Weibull es la única aceptable para la Mecánica Estadística de Fractura.

I. INTRODUCCION

En el caso de rotura por compresión uniaxial Jayatilaka y Trustrum (1) predicen tres efectos: una distribución normal, un valor medio independiente del volumen y una dispersión inversamente proporcional al volumen. Su hipótesis básica es que es necesario la propagación de más de una grieta para que se produzca la rotura. En el caso de que la propagación de una sola grieta produzca la rotura catastrófica, es válida la distribución de Weibull y el valor medio es función del volumen, siendo la dispersión independiente (2). La mecánica de fractura indica que una grieta sometida a compresión se propaga tratándose de alinearse con la tensión uniaxial de compresión y hasta una longitud límite, es por ello que se tiene que propagar más de una grieta para producir fractura. Así que se tendría para materiales muy frágiles, como el vidrio, una tendencia hacia efectos Weibullianos y en los mate-

riales que admiten una cierta deformación plástica, como la pasta de cemento (3), una tendencia a producirse los efectos predichos por Trustrum y Jayatilaka y, por lo tanto, una modificación de la estadística de Weibull como se obtuvo efectivamente en (3, 4).

II EXPERIENCIAS Y ANÁLISIS DE LAS MISMAS

Se fabricaron dos series de 30 cilindros de vidrio comercial de 0.014 m de largo por 0.007 m de diámetro y 0.010 m de largo por 0.005 m de diámetro. Sus caras fueron pulidas y luego se los rompió en una máquina Monsanto manual. Se estimó los parámetros estadísticos, para las distribuciones de Weibull, normal y logarítmico normal con sus respectivas dispersiones, ya sea usando la matriz de información de Fischer o la simulación. Además se calculó el χ^2 para una confianza del 95% resultando que las tres distribuciones son aceptables. Sin embargo, se verificó el efecto predicho por Weibull sobre una disminución del valor medio de rotura de los cuerpos más grandes. Esto hace que la estadística de Weibull sea la que se prefiera.

Con el objeto de explicar el que la distribución normal sea a veces un poco mejor que la de Weibull, debemos tener en cuenta que la distribución de Weibull (5) es única, es decir que ninguna otra tiene la propiedad

$$\tilde{F}(V_1 + V_2) = \tilde{F}(V_1) \tilde{F}(V_2)$$

donde V_1 y V_2 son la división imaginaria de un cuerpo en dos partes y $\tilde{F}(V_i)$ es la probabilidad acumulativa de que no se fracture el volumen V_i . Por lo tanto sólo no se verificaría la estadística de Weibull si: 1) el campo de tensiones fuera diferente del supuesto, 2) si la propagación de una grieta no produjese la rotura, 3) el cuerpo no fuera isotrópico.

Es posible que pequeños apartamientos en estos tres sentidos produzcan que en algunos casos la función normal se adapte mejor que la de Weibull. Pero en el presente caso como la distribución

de Weibull es la que mejor se adapta y el efecto de volumen se verifica puede decirse que el vidrio se rompe catastróficamente a la compresión a la primera grieta que se propaga.

BIBLIOGRAFIA

- 1) A. de Jayatilaka y K. Trustrum, J. Mat. Sc. 13 (1977) 455.
- 2) A.M. Freudenthal, Fracture an Advanced Treatise, e. H. Liebowitz, New York, Academic Press, (1968), vol 2, chapt. 6, pp 591-619.
- 3) P. Kittl y R. Aldunate, J. Mat. Sc., 18 (1983) 2947.
- 4) P. Kittl y O. Günther, Res. Mech. Lett. 1 (1981) 145.
- 5) P. Kittl, ASME Journal of App. Mech., en publicación.

ECUACIONES INTEGRALES QUE SE OBTIENEN EN LA TEORIA ESTADISTICA DE LA FRACTURA DE BARRAS CILINDRICAS SOMETIDAS A LA FLEXION

P. Kittl, G. Díaz

IDIEM, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile, Casilla 1420, Santiago, Chile.

Resumen. El análisis estadístico de barras redondas con fragilidad volumétrica y superficial, sometidas a flexión, conduce a ecuaciones integrales de varios tipos. En el presente trabajo se muestra cómo se pueden reducir a ecuaciones integrales del tipo de Abel.

I. INTRODUCCION

En la teoría estadística de la fractura de Weibull, la probabilidad acumulativa de fractura $F(\sigma)$, para el caso de defectos volumétricos, está dada por la fórmula (1):

$$F(\sigma) = 1 - \exp \left\{ -\frac{1}{V_0} \int_V \phi[\sigma(r)] dV \right\} \quad (1)$$

donde $\sigma \geq \sigma(\bar{r})$ es el campo uniaxial de tensiones, V el volumen del cuerpo, V_0 la unidad de volumen, $\bar{r}$ el vector posición y $\phi(\sigma)$ la función riesgo específico de fractura. Si se trata de fragilidad superficial en lo anterior se debe reemplazar, en la fórmula (1) el volumen por la superficie en todos los lugares que corresponda. Si suponemos que $\phi(\sigma)$ no tiene una fórmula analítica conocida puede ser sin embargo determinada a partir de la ecuación integral (1), puesto que se conoce $F(\sigma)$ por experiencias de fractura y la función $\sigma(r)$. Para el caso de flexión simple este problema se resolvió mediante series con anterioridad (2). En el presente trabajo se muestra cómo estas ecuaciones integrales se reducen a la de Abel (3) resolviéndose con un operador íntegro-diferencial, aplicado a $F(\sigma)$ y que cuando $\xi(\sigma) = \ln 1/(1-F(\sigma))$ se puede expresar como una serie de potencias de σ , nos entrega las soluciones antes ensayadas.

II TEORIA

Se presentará sólo el caso de una viga redonda de radio r con carga aplicada en dos puntos equidistantes del centro y con fragilidad volumétrica, otros casos se analizarán en otro trabajo (4). Como el momento M es constante entre los dos puntos separados por una distancia L el campo de tensiones es

$$\begin{aligned}\sigma(r) &= \frac{Y\sigma}{r} \leq \sigma = \frac{4M}{\pi r^3} \\ 0 \leq x \leq L/2, \quad -r \leq y \leq r \\ 0 \leq z = \sqrt{r^2 - y^2} \leq r\end{aligned}\quad (2)$$

Teniendo en cuenta la ecuación (1) ésta se transforma en

$$\xi(\sigma) = L\pi \frac{1}{1-F(\sigma)} = \frac{2Lr^2}{V_0} \int_0^1 \phi(\eta\sigma) \sqrt{1-\eta^2} d\eta \quad (3)$$

con transformaciones adecuadas se obtiene

$$\frac{V_0}{Lr^2} \left\{ \frac{1}{\sigma} \frac{d}{d\sigma} [\sigma^2 \xi(\sigma)] \right\}_{\sigma=\sqrt{\mu}} = \int_0^{\mu} \frac{\phi(t^{1/2}) dt}{t^{1/2} (\mu-t)^{1/2}} \quad (4)$$

que es una ecuación tipo Abel (3) cuya solución es

$$\phi(\sigma) = \frac{V_0}{\pi Lr^2} \sigma \int_0^{\sigma} \frac{d}{d\eta} \left\{ \frac{1}{\eta} \frac{d}{d\eta} [\eta^2 \xi(\eta)] \right\} \frac{d\eta}{\sqrt{\sigma^2 - \eta^2}} \quad (5)$$

en el caso $\xi(\eta) = \sum_{m=0}^{\infty} \xi^{(m)}(0) \eta^m / m!$ se obtiene

$$\phi(\sigma) = \frac{2V_0}{Lr^2 \pi^{1/2}} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\Gamma(\frac{m+4}{2})}{m! \Gamma(\frac{m+1}{2})} \xi^{(m)}(0) \sigma^m \quad (6)$$

como se obtuvo anteriormente por series (2).

Cuando la viga tiene fragilidad superficial se obtiene una ecuación integral llamada de Schlömilch

$$\xi(\sigma) = \frac{4Lr}{S_0} \int_0^{\pi/2} \phi(\sigma \sin \alpha) d\alpha \quad \alpha = \arctg \gamma/z \quad (7)$$

que se puede transformar en

$$\frac{S_0}{4Lr} \xi(\sigma) = \int_0^\sigma \frac{\phi(\eta) d\eta}{\sqrt{\sigma^2 - \eta^2}} \quad (8)$$

que es una ecuación integral de Abel cuya solución es

$$\phi(\sigma) = \frac{S_0}{2\pi Lr} \sigma \int_0^\sigma \frac{d}{d\eta} [\xi(\eta)] \frac{d\eta}{\sqrt{\sigma^2 - \eta^2}} \quad (9)$$

En el caso de que $\xi(\eta) = \sum_{m=0}^{\infty} \xi^{(m)}(0) \eta^m / m!$

se tiene

$$\phi(\sigma) = \frac{S_0}{2Lr\sqrt{\pi}} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\Gamma\left(\frac{m+2}{2}\right)}{m! \Gamma\left(\frac{m+1}{2}\right)} \xi^{(m)}(0) \sigma^m \quad (10)$$

como se obtuvo en (2).

BIBLIOGRAFIA

1. P. Kittl, Res. Mech. 1 (1980) 161.
2. P. Kittl, J. Mat. Sci. Lett. 1 (1982) 413.
3. N.H. Abel, J. reine angewandte Mathematik 1 (1826) 153.
4. P. Kittl, G. Díaz, J. Mat. Sci. Lett. En publicación.

CONFERENCIAS

CONFERENCIAS INVITADAS

UNIVERSALIDAD Y CAOS

Miguel Kiwi
Facultad de Física
Pontificia Universidad Católica de Chile
Santiago

ESTRUCTURA GEOFISICA Y GEOLOGICA DE LA ZONA SUR DE CHILE

Edgar Kausel
Departamento de Geología y Geofísica
Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas
Universidad de Chile
Santiago

DESDE FERMAT A LA ARITMETICA ACTUAL

Ricardo Baeza
Departamento de Matemática
Facultad de Ciencias Básicas y Farmacéuticas
Universidad de Chile
Santiago

INDICE ALFABETICO DE AUTORES

ACEVEDO	P.	22, 26
ACUÑA	C.	101
ARANEDA	M.	68
AVENDAÑO	M.S.	68
BAEZA	R.	145
BANNISTER	J.	18
CAMILO	G.M.	137
CARRASCO	B.	94
CATALAN	L.	34, 89
CLARO	F.	109, 120, 123, 127
DA SILVA	L.	101
DIAZ	G.	140
DUNLOP	R.	65
FERRER	J.	133
FERRER	R.	113, 124
FLORES	M.	98
FOPPIANO	A.	43
FUENTEALBA	G.	61, 65
FUENZALIDA	H.	57
GAETE	L.	133
GALILEA	G.	109
GONZALEZ	F.	79
GRUNEFELD	R.	57
HENRIQUEZ	C.	116
HERNANDEZ	L.	133
HERRERA	I.	31
INFANTE	C.	85, 94
KAUSEL	E.	145
KITTL	P.	137, 140
KIWI	M.	116, 140
LEIVA	R.	112
LEON	M.	137
LOPEZ	J.	33
MALET	B.	46
MANRIQUEZ	J.	101
MARIANI	F.	83
MASSMANN	H.	105
MUÑOZ	J.	89
NUÑEZ	E.	89
ORSZAG	M.	123
OYARZUN	R.	133
PACHECO	M.	120
PARDO	M.	22, 26
PIÑA	J.	34
POZO	J.	113

RAMIREZ	M.	37
RAMIREZ	R.	123
RIFFO	P.	61
RIVERA	J.	98
ROBERTSON	R.	18
ROMERO	S.	130
ROSSLER	J.	116
RUTTLANT	J.	49
SAAVEDRA	N.	40
SALINAS	S.	53
SHAFFER	G.	53, 56
URRA	L.H.	61, 65
URZUA	G.	105
VALDERRAMA	V.	73
VIGNOLO	J.	83
VOGEL	E.	98
WORNER	C.H.	130
YAÑEZ	G.	15
ZELADA	G.	85

EDITADO POR LA UNIVERSIDAD DE LA FRONTERA
VICERRECTORIA ACADEMICA AVDA. FRANCISCO SALAZAR
N°01145 CASILLA 54 - D TELEFONO 37776
TEMUCO - CHILE

