



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**HISTORIA MAGNÉTICA DEL VOLCÁN CERRO NEGRO
(NICARAGUA, CENTRO AMÉRICA)**

T E S I S

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
FÍSICO**

P R E S E N T A :

ERNESTO ARTURO GUTIÉRREZ GONZÁLEZ



DIRECTOR DE TESIS: DR. AVTANDYL GOGICHAISHVILI

2004



**FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR**



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

ACT. MAURICIO AGUILAR GONZÁLEZ
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
 "Historia Magnética del Volcán Cerro Negro (Nicaragua, Centro América)"

realizado por Gutiérrez González Ernesto Arturo
 con número de cuenta 09230727-4 , quién cubrió los créditos de la carrera de Física.
 Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
 Propietario

Propietario Dr. Avtandyl Gogichaishvili

Propietario Dra. María Renela Valladares Mc Nelis

Propietario Dra. Elizabeth Solleiro Rebolledo

Suplente Dr. Luis Alva Valdivia

Suplente Dr. David Salas de León

Consejo Departamental de Física



DRA. PATRICIA GOLDSTEIN
 Coordinadora de Licenciatura

FACULTAD DE CIENCIAS
 DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Agradecimientos

Dr. Avtandyl Gogichaishvili

Dra. María Renela Valladares Mc Neils

Dra. Elizabeth Solleiro Rebolledo

Dr. Luis Alva Valdivia

Dr. David Salas de León

DGAPA No. IN116201

Contenido	Página
Resumen	v
Capítulo Uno	
Introducción	1
1.1 Paleomagnetismo	1
1.2 El volcán Cerro Negro (Generalidades)	3
1.3 Objetivo Principal	3
Capítulo Dos	
El Campo Magnético de la Tierra	5
2.1 La Brújula Magnética	5
2.2 Declinación, Inclinación y Variación Magnética	6
2.3 Los experimentos de William Gilbert	7
2.4 Los Mapas Magnéticos y la búsqueda de los Polos	7
2.5 Magnetismo Remanente y el Campo Magnético en el Pasado	9
2.6 Variación Secular	10
2.7 Tectónica de Placas	10
2.8 Campo Magnético Externo y Tormentas Magnéticas	11
2.9 Origen del Campo Magnético de la Tierra	14
Capítulo Tres	
Armónicos Esféricos, IGRF y Observatorios Geomagnéticos	16
3.1 Elementos y Mapas Magnéticos	16
3.2 Descripción de Armónicos Esféricos del Campo Magnético de la Tierra	20
3.2.1 Potencial Escalar para el Campo Magnético	20

Contenido	Página
3.2.2 Básicos de Armónicos Esféricos	21
3.3 Aplicaciones de los Armónicos Esféricos al Campo Geomagnético	24
3.3.1 Determinación de los Coeficientes de Gauss	28
3.4 Interpretación de los términos de los Armónicos Esféricos	29
3.5 Observatorios Magnéticos	31
3.6 Observatorio Magnético de Teoloyucan (TEO), México	32
3.7 Referencia del Campo Geomagnético Internacional (IGRF)	33
3.7.1 Errores Inevitables	35
3.7.2 IGRF como un modelo de campo para el núcleo de la Tierra	35
 Capítulo Cuatro 	
Principios Básicos de Paleomagnetismo	37
4.1 Tipos de magnetización remanente adquirida por las rocas	37
4.2 Histéresis Magnética	39
4.3 Minerales magnéticos	42
4.4 El registro magnético en las rocas	44
4.5 Desmagnetización	45
4.6 La hipótesis del campo axial dipolar geocéntrico	46
4.7 Métodos estadísticos en Paleomagnetismo	51
4.8 El magnetómetro JR5	55
 Capítulo Cinco 	
Cerro Negro, Nicaragua	59
5.1 Información general del volcán Cerro Negro	59
5.2 Erupciones históricas del volcán Cerro Negro, 1850 – 1995	62
5.3 Datos adicionales	66

Capítulo Seis	
Mediciones en el Laboratorio	67
6.1 Las muestras del volcán Cerro Negro	67
6.2 Índice de viscosidad	68
6.3 Tratamiento magnético	69
6.4 Curvas de susceptibilidad vs temperatura	72
6.5 Histéresis magnética	74
6.6 Incorporación de los datos de Cerro Negro con los datos de IGRF	76
6.7 Relación de los datos de IGRF para la localidad de Cerro Negro	78
Conclusiones	81
Referencias	84

Resumen

En el presente trabajo se estudiaron las características de la magnetización remanente de los flujos de lava asociados al volcán Cerro Negro (Nicaragua, América Central). El intervalo de tiempo estudiado comprende de 1923 hasta 1995. Se analizaron más de 50 núcleos volcánicos pertenecientes de 5 erupciones independientes.

Nicaragua, así como la mayoría de los países centroamericanos, se puede considerar como *Tierra Incógnita* desde el punto de vista geomagnético. A pesar del gran número de formaciones volcánicas de fácil acceso, aun no existen datos geomagnéticos y/o paleomagnéticos confiables de esta región. El volcán Cerro Negro es el más reciente cono basáltico formado en el hemisferio occidental, está localizado al noroeste de Nicaragua. El volcán de Cerro Negro surgió en el año de 1850 y desde entonces ha tenido constantes erupciones.

El volcán Cerro Negro es una fuente de información para el geomagnetismo, dado que presenta diferentes flujos volcánicos y se conoce la fecha de cada erupción. El intervalo de tiempo estudiado comprende de 1923 hasta 1995. Se analizaron 50 núcleos volcánicos pertenecientes a las erupciones de 1923, 1947, 1957, 1960 y 1995.

Los experimentos de magnetismo de rocas confirman una concentración importante de minerales magnéticos en la mayoría de las rocas, con el grado de viscosidad magnética adecuada para el registro geomagnético confiable. Los espectros de coercitividad magnética y temperatura de desbloqueo de la NRM (magnetización remanente natural) revelan que los portadores de la remanencia son magnetitas o titanomagnetitas con bajo contenido de titanio, que en algunos casos comparten fases con titanohematitas pobres en titanio. La desmagnetización de la NRM revela una única componente direccional asociada a una fase

magnética muy estable. Los resultados obtenidos muestran una inclinación de 36.0° y una declinación de 15.0° . Sin embargo, estas direcciones geomagnéticas encontradas por métodos paleomagnéticos difieren significativamente de las direcciones geomagnéticas teóricas basadas en el modelo IGRF (International Geomagnetic Reference Field) del año 2000 que tienen un valor aproximado de 40° de inclinación y 5 ó 6° de declinación.

En la búsqueda de una explicación, pueden estar involucrados dos posibles factores: (a) la deformación interna del flujo de lava y el movimiento de bloques y frentes de lava después del emplazamiento de las unidades volcánicas; y (b) fuertes anomalías del campo magnético debido a una gran cantidad de flujos de lava de gran espesor o profundos cuerpos intrusivos.

Sin embargo, se necesitan más estudios para confirmar que las diferencias encontradas en el volcán Cerro Negro es una característica general de la región de América Central.

Capítulo Uno

Introducción

1.1 Paleomagnetismo

El paleomagnetismo se basa en la capacidad de ciertos materiales de adquirir una magnetización en la dirección del campo magnético de la Tierra. Los principios del paleomagnetismo pueden exponerse de la siguiente manera:

- Una formación volcánica (o sedimentaria) puede adquirir varias componentes de magnetización durante distintos episodios de su historia, desde el tiempo de su formación hasta la actualidad. Cada componente puede registrar la dirección del campo geomagnético ambiental existente en la localidad de la roca en el momento de la magnetización.
- En condiciones ideales, el análisis de laboratorio permite conocer la dirección de cada componente, puede establecer su edad relativa y su relación con eventos geológicos o geofísicos.
- Si los materiales investigados adquirieron la magnetización durante periodos de tiempo del orden de 10,000 años o más, la inclinación magnética de cada componente esta directamente relacionada con la latitud geográfica de la roca en el momento de su magnetización, mientras que la declinación del vector magnético da información de rotaciones posteriores con respecto al norte geográfico. Por lo tanto, pueden conocerse los movimientos latitudinales y rotacionales que la formación estudiada haya podido experimentar a lo largo de su historia.

Esta aparente simplicidad se ve opacada por una serie de factores que afectan a la magnetización registrada por la roca, por una gran variedad de procedimientos y dificultades experimentales.

El paleomagnetismo de acuerdo a estas interpretaciones establece tres hipótesis importantes: (a) La magnetización de las rocas es contemporánea al campo magnético de la Tierra que existió en el momento de su formación. (b) La magnetización primaria se conserva total o parcialmente durante los tiempos geológicos siendo posible distinguir magnetizaciones primarias y secundarias. (c) El campo magnético de la Tierra se comporta aproximadamente como un dipolo axial central, excepto durante los periodos de inversión.

Se ha establecido que el Campo Magnético de la Tierra presenta inversiones geomagnéticas (cambio total de la polaridad magnética) frecuentemente en el transcurso del tiempo geológico. Sin embargo, la compilación paleomagnética terrestre nos muestra que:

– Todas las rocas (volcánicas o sedimentarias) de la misma edad y sin importar en que parte de la Tierra estén ubicadas presentan la misma dirección de magnetización.

Los suelos (sedimentos o intrusiones) poseen la misma dirección de magnetización. El comportamiento de la magnetización que adquieren los flujos volcánicos al enfriarse, llamada magnetización remanente natural (MRN). Un campo de aplicación del método paleomagnético es usado como herramienta de fechamiento. El campo magnético de la Tierra cambia su polaridad sin periodicidad.

El paleomagnetismo es una importante disciplina en Ciencias de la Tierra aplicable a un amplio rango de problemas en geología y geofísica. Fundamentalmente, la interpretación de resultados paleomagnéticos se basa en la determinación de las direcciones de la magnetización característica de las muestras.

A lo largo de esta tesis se describirá el método paleomagnético y de magnetismo de rocas lo cual pretende ser un punto de referencia para sus potenciales lectores, aunque para una exposición detallada de los fundamentos y de la metodología paleomagnética se

recomienda la lectura de algunos libros de texto, útiles y de interés general, como son: Merrill *et al.* (1996), Butler (1992), Dunlop & Özdemir (1997) y Tauxe (1998).

1.2 El volcán Cerro Negro (Generalidades)

El volcán Cerro Negro es el más reciente cono basáltico formado en el hemisferio occidental, está localizado al noroeste de Nicaragua (12°51' N; 86°70' W, INETER, 1982). El volcán es un típico "cono de escoria" y es la estructura más joven del lineamiento volcánico Nicaragüense. Cerro Negro se ubica sobre una fractura Norte-Sur, dentro del complejo El Hoyo-Las Pilas-Cerro Negro, el cual es parte de una cadena de casi 20 volcanes conocida como de los Marrubios o Marrillos. Cerro Negro está a 21 km al Este de la ciudad León, una de las grandes ciudades en Nicaragua. Éste presenta una cima a 730 metros sobre el nivel del mar (msnm) y la base del cono está por encima de los 475 msnm. El volcán de Cerro Negro ha tenido erupciones constantes. Surgió en el año de 1850, entre el 13 y el 22 de abril. Desde entonces han sido varias y constantes las erupciones que ha tenido este joven volcán. La última erupción fue en el año de 1995. Dada la localidad donde surgió este volcán no ha permitido un seguimiento detallado de sus repercusiones. El volcán Cerro Negro es una importante fuente de información para el geomagnetismo y el magnetismo de rocas. Dado que muestra diferentes flujos volcánicos (al menos los 5 más importantes entre 1923 y 1995) y se conoce la fecha de cada erupción.

1.3 Objetivo Principal

Nicaragua, así como la mayoría de los países centroamericanos (excepto Costa Rica), se puede considerar como *Tierra Incógnita* desde el punto de vista geomagnético. A pesar del gran número de formaciones volcánicas de fácil acceso, aun no existen datos

geomagnéticos y/o paleomagnéticos confiables de esta región. El problema se ve aun más grave dado que no existen los observatorios geomagnéticos suficientemente cercanos.

Los observatorios geomagnéticos más cercanos son el de Chiripa (Costa Rica) que mide los elementos de campo geomagnético desde 1985 y el de Teoloyucan (Centro de México) que es un observatorio de gran tradición científica que operan desde 1923.

Dado que en Nicaragua todavía no se cuenta con las herramientas e infraestructura necesaria para las mediciones del Campo Magnético de la Tierra (CMT), el objetivo primordial de este trabajo es obtener el registro de variación del Campo Magnético de la Tierra (CMT) en Nicaragua a partir del estudio paleomagnético de erupciones históricas. Cabe mencionar que el presente trabajo forma parte de un programa ambicioso y de largo plazo del laboratorio de paleomagnetismo del Instituto de Geofísica (UNAM) que pretende estudiar varias formaciones volcánicas de Centro y Sudamérica las cuales han sido poco exploradas.

Capítulo Dos

El Campo Magnético de la Tierra

2.1. La Brújula Magnética

El descubrimiento de la brújula fue de gran importancia en la ciencia. Los primeros conocimientos del imán fueron de los chinos, hacia principios de la edad cristiana (Needham, 1962). Un imán formado por una cuchara de magnetita que giraba sobre una superficie lisa, fue el modelo de Wang Chen-To. Podía establecer una dirección preferencial, automáticamente.

La dirección hacia la que apuntaba la brújula estuvo en discusión, hasta que en el siglo XIII se tomó que la dirección hacia la que apuntaba la brújula era con respecto a la estrella polar. Por lo que se concluyó que la estrella polar daba esta virtud a la magnetita. La teoría de la dirección magnética era, entonces, llegada de los cielos.

La idea universal de la dirección norte-sur del imán fue cuestionada, por primera vez, por Roger Bacon en 1266. Más tarde Petrus Peregrinus (Peter el Caminante) realizó experimentos con trozos esféricos de magnetita, reportados en su *Epistola de Magnete* escrita en 1269, aunque fue publicada hasta 1558 (Smith, 1970). Definió el concepto de polaridad, descubrió los meridianos magnéticos y mostró diferentes formas de determinar la posición de los polos de una esfera de magnetita, demostrando una importante propiedad magnética. Así, descubrió la naturaleza bipolar del imán, que las fuerzas magnéticas son más grandes y verticales en los polos; llegó a formular la ley que polos iguales se repelen y polos diferentes se atraen.

2.2. Declinación, Inclinación y Variación Magnética

El primer registro de la declinación magnética procede de China por el astrónomo budista Yi-Xing, alrededor del año 720 D.C. (Needham, 1962). Los chinos registraron al menos nueve medidas de declinación de 720–1280 D.C. (Figura 2.A). Europa tuvo sus primeros datos, por George Hartmann, en 1510.

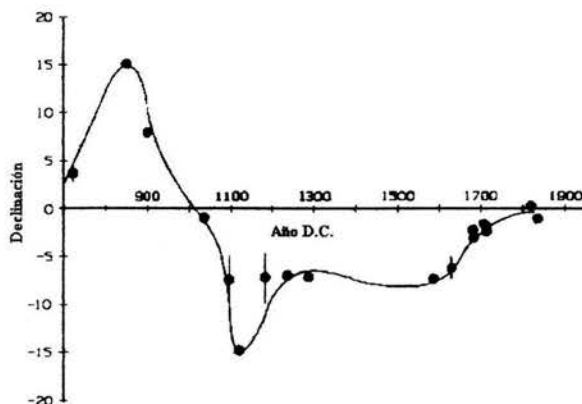


Figura 2.A. La variación de la declinación magnética con el tiempo, en China, entre 720 y 1829 DC. Las barras de error representan el rango dentro del cual la declinación permanece como se citó en los textos Chinos. Según Smith y Needham (1967).

En 1634 Henry Gellibrand descubrió que la declinación magnética cambia con el tiempo. Sus observaciones, en Londres, en las cuales basó, fueron las siguientes:

Día	Observador	Declinación
Oct 16 1580	William Borough	11.3° E
Jun 13 1622	Edmund Gunter	6.0° E
Jun 16 1634	Henry Gellibrand	4.1° E

2.3. Los experimentos de William Gilbert

Fijando el polo magnético en la Tierra y no en el cielo, Gerhard Mercator, matemático y geógrafo, realizó observaciones de la declinación magnética en 1546. Norman y Borough consolidaron subsecuentemente la perspectiva de que la dirección magnética estaba asociada con la Tierra. La culminación de este período de investigación magnética fueron los resultados de los estudios experimentales en magnetismo, publicados en 1600, por el físico William Gilbert, titulados *De Magnete*.

En una impresionante serie de experimentos Gilbert investigó la variación en la inclinación sobre la superficie de una pieza de magnetita cortada en forma de esfera; basándose, en los trabajos de Petrus Peregrinus (Smith, 1970a). Con lo cual logró realizar “*magnus magnes ipse est globus terrestris*” (“la Tierra misma es un imán gigante”).

2.4. Los Mapas Magnéticos y la búsqueda de los Polos

La brújula fue de gran ayuda para la navegación con el resultado de los métodos para determinar la declinación en el mar desarrollado por los navegantes portugueses. Usándolo como instrumento de navegación arreglándolo como un reloj solar, pero con propiedades magnéticas. Determinaron el azimutal magnético del Sol a iguales latitudes antes y después del mediodía. La mitad de esta diferencia, medida en sentido horario y anti-horario de sus azimutales, fue la declinación magnética. João de Castro en sus viajes por las costas de la India y en el Mar Rojo, obtuvo 43 determinaciones de declinación entre los años 1538 y 1541. Estas observaciones representan los primeros y más significativos intentos para trazar la variación en declinación mundial. Los métodos fueron rápidamente introducidos en todos los barcos.

Los primeros mapas geomagnéticos fueron trazados por Edmund Halley, en el norte y sur del Océano Atlántico entre 1698 y 1700. Estos fueron los primeros viajes en el mar con propósitos puramente científicos y permitieron trazar los primeros mapas de declinación de la Tierra, publicados en 1702. El primer mapa de inclinación para la toda la Tierra fue publicado por Johan Carl Wilcke en 1768.

La primera representación del campo magnético en forma matemática fue hecha por el científico alemán Carl Frederich Gauss en sus tratados *Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus* de 1838. Calculó el coeficiente en la expresión de armónicos esféricos para el potencial del campo magnético para los valores X , Y , Z derivados de mapas isomagnéticos para 84 puntos, espaciados en 30° de longitud a lo largo de 7 círculos de latitud. Para este propósito usó tres mapas isomagnéticos (para la declinación el de Barlow, 1833; para la inclinación el de Horner, 1836; para el de intensidad total el de Sabine, 1837).

Gauss pudo pronosticar la posición de los polos, los puntos donde mejor se ajustaron los ejes del dipolo que corta la superficie de la Tierra. La posición de los polos fue de considerable interés, James Clark Ross descubrió la posición del Polo Norte Magnético el 1° de Junio de 1831 a $70^\circ 05' N$, $96^\circ 46' W$.

La expedición de Shackleton, incluyendo a los geólogos T. W. Edgeworth David y Douglas Mawson, localizaron la posición del Polo Sur Magnético el 16 de Enero de 1909. Sin embargo, sus medidas no fueron precisas. La más probable localización fue calculada a $71^\circ 36' S$, $152^\circ 0' E$, a 130 km al noroeste de la posición de David y Mawson (Webb y Chree, 1925).

2.5. Magnetismo Remanente y el Campo Magnético en el Pasado

Las primeras observaciones de que ciertas rocas fueron magnetizadas en la misma dirección que el campo magnético terrestre fueron hechas por Delesse en 1849 y Melloni en 1853. Durante el final del siglo XVIII esto fue pronto observado porque sus efectos en la brújula mostraban que algunas rocas poseen una fuerza extrema de magnetización remanente. Estos efectos fueron atribuidos a los rayos por von Humboldt en 1797. Folgerhaiter (1899) extendió el trabajo de Delesse y Melloni, pero también estudió la magnetización de ladrillos y alfarería. Argumentó que si sabemos la posición del ladrillo o jarrón en un horno, entonces la *magnetización remanente* que adquieren estos objetos, al pasar por el punto de Curie, debería guardar la dirección del campo magnético de la Tierra.

Siguiendo con los trabajos de Folgerhaiter, David (1904) y Brunhes (1906) estudiaron el material calentado por los flujos de lava y lo compararon con la arcilla calentada por un horno, comparando la dirección de magnetización de los flujos con el de la arcilla cocida. Ellos reportaron sus primeros descubrimientos de la magnetización remanente natural opuesta al campo presente. El hecho de que la arcilla cocida tuviera una magnetización inversa permitió la primera especulación de que el campo magnético terrestre tuviera inversiones en el pasado. Mercanton (1926) señaló que si el campo magnético de la Tierra tuvo inversiones en el pasado entonces deberían existir rocas en todas partes del mundo que mostraran esta inversión del campo. Así obtuvo muestras de varias partes del mundo y encontró que algunas fueron magnetizadas en la misma dirección del campo magnético presente y otras con la dirección inversa a éste.

2.6. Variación Secular

Los estudios de la variación secular en el pasado usando magnetización remanente fueron los primeros intentos de Chevalier (1925), usando flujos de lava del Monte Etna (Figura 2.B). Los primeros intentos para determinar la variación secular para sedimentos fueron hechos por Jonson *et al.* (1948) cubriendo más de 10,000 años. Un intento similar fue hecho por Griffiths (1953) éste fue desarrollado con muestras de depósitos de un lago (Mackereth, 1958) que vieron el comienzo de estudios extensivos de sedimentos de lagos para obtener registros prehistóricos de variaciones seculares (Mackereth, 1971; Creer *et al.*, 1972). Los estudios de variaciones de intensidad en el pasado usando material arqueológico fueron guiados por Thellier (1937a,b).

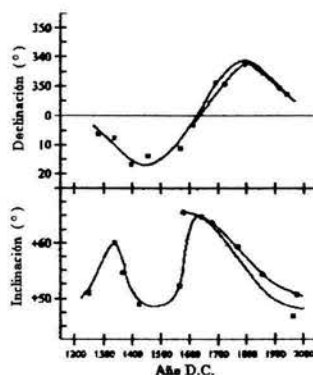


Figura 2.B. La Variación Secular, en Sicilia determinados por Chevalier (1925), de la magnetización de lavas históricas del Monte Etna.

2.7. Tectónica de Placas

Mercanton (1926) propuso que para corregir los ejes geomagnéticos y rotacionales en el presente, debía ser posible probar la hipótesis de la tectónica de placas continentales. La hipótesis de la tectónica de placas pertenece a Wegener (1924). Sin embargo, el

paleomagnetismo fue una nueva técnica, considerada por la mayoría como no prometedor, y de cualquier manera la hipótesis de Wegener tuvo mala fama en Europa y Norte América. Veinte años fueron necesarios para que el paleomagnetismo se considerara otra vez para cuestionar las hipótesis de la tectónica de placas. Graham (1949) pavimentó el camino en un artículo clásico que describe algunos de los métodos de campo (usados todavía), y Blakett (1952) desarrollo un magnetómetro muy sensible que pudo ser usado para la medición de la débil magnetización de las rocas sedimentarias.

El trabajo llevado a cabo por grupos en Inglaterra durante los años 50's fueron cruciales en los estudios del paleomagnetismo. Usando las técnicas del cálculo en los polos paleomagnéticos. Creer *et al.* (1954) trazó el primer camino de la deriva polar aparente, con la cual, el método para hacer la prueba paleomagnética de la tectónica de placas, se sustentaba.

2.8. Campo Magnético Externo y Tormentas Magnéticas

Las observaciones cuidadosas de una brújula con un microscopio, en 1722, permitieron a George Graham descubrir las variaciones magnéticas transitorias que son más rápidas que las lentas variaciones seculares. Los grandes cambios fueron llamados *tormentas magnéticas*.

En adición para una quietud solar de variación diaria S_q , hay una perturbación de variación diaria S_D . Pero S_D y los campos adicionales que aparecen durante las tormentas magnéticas, que ha sido intensamente estudiadas en el pasado (especialmente la relación de las tormentas solares con las auroras), hicieron notar que las brújulas eran perturbadas también.

Muchas teorías de tormentas magnéticas y auroras han sido propuestas. Elias Loomis publicó en 1860 un mapa mostrando los contornos de frecuencias iguales de las auroras para el hemisferio norte, con los contornos centrados alrededor del polo magnético. En 1896 Birkeland mostró que cuando una corriente de electrones es proyectada hacia una esfera magnética éstos son desviados hacia los polos por el campo magnético.

Lindemann (1919) sugirió que el flujo corpuscular del sol debería ser electrostáticamente neutro pero ionizado. Diez años más tarde Sydney Chapman junto con Vincent Ferraro buscaron respuestas que les demostraran cómo un haz de rayos neutros podría causar disturbios magnéticos. Ellos se percataron que una mezcla eléctricamente neutra de iones y electrones (que hoy se conoce como plasma) podría ser un buen conductor de electricidad. Las corrientes eléctricas podrían ser incluidas en una nube de tal material dirigido a la Tierra, creando un disturbio magnético. Como una gran nube de plasma acercándose a la Tierra su parte frontal aparece como una “pared” acercándose. Además, si la nube es un conductor eléctrico perfecto, toda la corriente inducida fluye en la superficie de la “pared”. Siguiendo los trabajos originales de Maxwell, Chapman y Ferraro (1931, 1932, 1933) se muestra que el disturbio magnético inicial causado por la nube deba parecerse a la imagen de un campo dipolar a dos veces la distancia de la nube y deba apresurarse hacia la Tierra al doble de la velocidad de la nube. Así fue como ellos explicaron el comienzo repentino, como un rápido incremento en el campo magnético, que ocurre al principio de muchas tormentas magnéticas.

El campo magnético de la Tierra también ejerce una fuerza en la corriente inducida, una fuerza que surge como la nube de plasma cercana. Chapman y Ferraro argumentaron que la fuerza debería llegar a ser bastante fuerte para detener cualquier avance frontal de la nube hacia la Tierra. Sin embargo, el costado podría continuar para avanzar por un hueco, o

cavidad magnética, envolviendo a la Tierra (Figura 2.C). Que fue conocido por muchos años como la *cavidad Chapman-Ferraro*, región para la cual la nube de plasma fue excluida y dentro del cual el campo geomagnético debía estar confinado. Esta región fue etiquetada después por Gold (1959) como la *magnetosfera*.

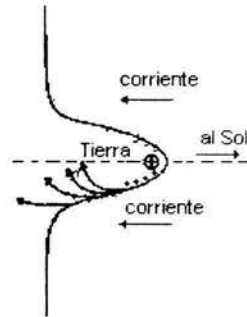


Figura 2.C. Las flechas curvadas trazan los caminos de iones y electrones que Chapman y Ferraro propusieron para explicar los efectos de las corrientes llamadas de tipo anillo. Según Chapman y Bartels (1962).

La cavidad Chapman-Ferraro, sin embargo, habría de ser totalmente llenada en pocos minutos, pero una tormenta magnética pierde mucho de su gran tamaño en la *fase principal*. Siguiendo el trabajo de Störmer (1907-1913) en tales corrientes de tipo anillo, Schmidt (1924) sugirió que una corriente así es la causa de la fase principal de la tormenta magnética. Como parte de la propia teoría Chapman y Ferraro (1933) también produjeron una versión de la corriente de tipo anillo, poniéndola (de algún modo) dentro de la cavidad de Chapman-Ferraro. Las curvas con flechas (Figura 2.C) están relacionadas con esto.

2.9. Origen del Campo Magnético de la Tierra

William Gilbert, en su *De Magnete*, identificó el campo magnético de la Tierra teniendo su origen en su interior. Más tarde en la primera mitad del siglo XVII, René Descartes creyó que el magnetismo de la Tierra estaba asociado con “partes enhebradas” que fueron canalizadas de alguna manera a través de la Tierra cuya principal entrada y salida fueron los Polos Norte y Sur. Hay dos tipos de partes enhebradas, una entrando por el Polo Norte y saliendo por el Polo Sur y la otra de manera inversa. En ambos casos las partes enhebradas pueden ser llamadas “líneas cerradas de campo”. Las partes enhebradas viajan por el aire para conectarse con las partes que viajan dentro de la Tierra.

Einstein describió el problema del origen del campo magnético de la Tierra como una de las más importantes incógnitas de la física. Blackett (1947) propuso que los grandes cuerpos astronómicos pueden tener momentos dipolares que son directamente proporcionales a su momento angular. Para contestar la hipótesis de Blackett se intentaron medir los débiles campos magnéticos predichos para una esfera de oro puro. A pesar de usar un magnetómetro especial para este propósito, los resultados obtenidos fueron negativos y se concluyó que su hipótesis estaba en un error. El magnetómetro usado para la esfera de oro fue después usada para medir la débil magnetización de las rocas sedimentarias y fue un importante instrumento en los primeros pasos del paleomagnetismo. La rotación de un cuerpo en el que había separación de cargas debe producir un campo magnético externo al cuerpo y éste podría ser una posible explicación a la hipótesis de Blackett. Sin embargo, Inglis (1955) desechó la posibilidad que los grandes campos magnéticos en la Tierra se podrían originar a pesar de la separación de carga debido a la temperatura y/o gradientes de presión.

Sir Joseph Larmor (1919a, b) fue el primero en sugerir que los cuerpos astronómicos, tales como el Sol, podrían tener campos magnéticos como un proceso de auto excitación igual que un dinamo. Sin embargo, el entusiasmo por esta sugerencia fue humedecido por el descubrimiento teórico de Cowling (1934) quien concluyó que “la teoría propuesta por Sir Joseph Larmor, fue estudiada y muestra ser imperfecta; los mismos resultados son aplicados para similares teorías del sostenimiento del campo general de la Tierra y del Sol”.

Alfvén (1942, 1950) mostró que los teoremas Kelvin-Helmholtz, eran aplicables para una conducción perfecta de corriente magneto-hidrodinámica (MHD). Haciendo la demostración de que el fluido magnético a través de cualquier contorno cerrado en movimiento con el fluido es constante, una contribución que jugó un rol central en los teoremas que siguieron al dinamo terrestre. De esto siguió que un fluido dirigido penetrando por un campo magnético podría justificar la onda de movimiento, con el campo magnético comportándose más bien como cuerdas elásticas. Las ondas resultantes son llamadas ondas Alfvén.

Capítulo Tres

Armónicos Esféricos, IGRF y Observatorios Geomagnéticos

3.1. Elementos y Mapas Magnéticos

Las medidas directas del campo magnético de la Tierra (usualmente citado en unidades de nano-Tesla) son hechas continuamente con observaciones magnéticas. Una manera de describir el campo magnético es trazar diferentes *elementos magnéticos*, tales como la intensidad total, la inclinación y la declinación. Los elementos usados en tales trazos son definidos en la Figura 3.A, \mathbf{H} es generalmente usado para describir el campo magnético y H es su magnitud. Los mapas isomagnéticos son llamados isogónico para declinación, isoclínico para inclinación e isodinámico para iguales intensidades (o para intensidades de una componente particular del campo).

Siguiendo el trabajo de Gilbert en el siglo XVII, tenemos que el campo magnético en la superficie de la Tierra puede ser muy bien aproximado por un dipolo magnético colocado en el núcleo de la tierra inclinado 11° con respecto al eje de rotación. Tal dipolo afecta a la superficie con un brusco 80% del campo magnético de la Tierra. La inclinación del campo magnético se extiende hacia abajo en la mayoría del hemisferio norte y hacia arriba en la mayoría del hemisferio sur. Una línea que pasa por el núcleo de la Tierra, a lo largo de los ejes del dipolo, intercepta a la superficie de la Tierra en dos puntos, llamados *polos geomagnéticos*. Estos polos difieren de los *polos geográficos*, que son los dos puntos en la superficie de la Tierra sobre los que gira y dónde el campo magnético es casi vertical. Los polos geomagnéticos y los polos magnéticos podrían coincidir si el campo en la superficie de la Tierra fuera perfectamente descrito por un dipolo geocéntrico, pero éste no es el caso porque cerca del 20% del campo magnético de la Tierra en la superficie permanece después

del mejor arreglo que el campo del dipolo geocéntrico pueda remover. Esta parte permanente del campo magnético es tomado como *campo no dipolar*. Pero tanto las partes dipolares como las no dipolares del campo varían con el tiempo.

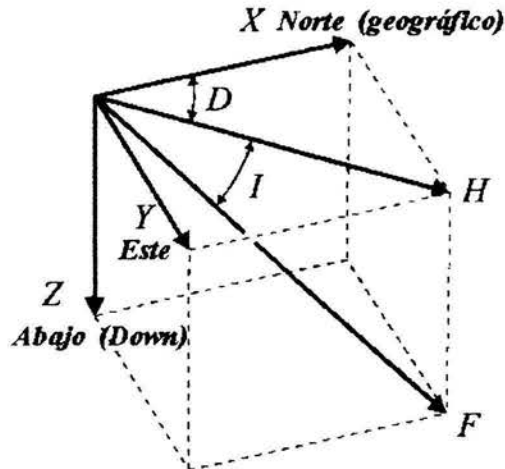


Figura 3.A. Los principales elementos del campo geomagnético. La desviación, D , de la aguja de la brújula del Norte geográfico es llamada la declinación (positivo contando hacia el Este). La aguja de la brújula apoyada en el meridiano magnético conteniendo al campo total F , que está a un ángulo I , es llamada la inclinación, para la horizontal. La inclinación es positiva contando hacia abajo (para el hemisferio Norte) y negativa contando hacia arriba (para el hemisferio Sur). Las componentes horizontal (H) y vertical (Z) de F son dadas por $H = F \cos I$ y $Z = F \sin I$, respectivamente. Z es tomado positivo hacia abajo, como para I . La componente horizontal puede ser descompuesta en dos componentes: X (hacia el Norte) = $H \cos D$ y Y (hacia el Este) = $H \sin D$. Entonces $\tan D = Y/X$ y $\tan I = Z/H$.

El método cuantitativo, más importante y comúnmente usado, para describir el campo magnético de la Tierra es a través del análisis de armónicos esféricos. Varias combinaciones de estudios globales de observatorios, satélites y campos magnéticos, son usadas para obtener el coeficiente truncado para la descripción de la serie de armónicos esféricos del campo magnético de la Tierra y su variación secular. Los modelos del mismo

campo son determinados esencialmente por datos terrestres, marinos, aéreos y satelitales. La distribución de observatorios alrededor del mundo se muestra en la Figura 3.B, aunque está lejos de ser real. Hay concentraciones adecuadas sólo en Europa y partes de Norte América y pobre cobertura en el hemisferio sur.

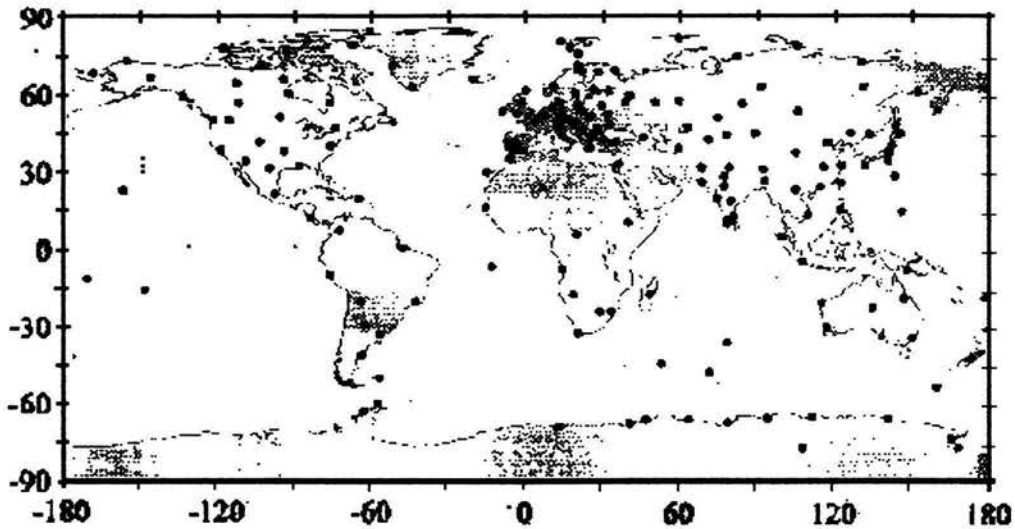


Figura 3.B. Distribución de observatorios geomagnéticos en la superficie de la Tierra que son usados en la determinación del campo magnético descrita por armónicos esféricos.

Ejemplos de varios mapas magnéticos que pueden ser derivados usando coeficientes de armónicos esféricos, que dan una representación pictórica del campo magnético de la Tierra y su variación secular, son mostrados en la Figura 3.C.

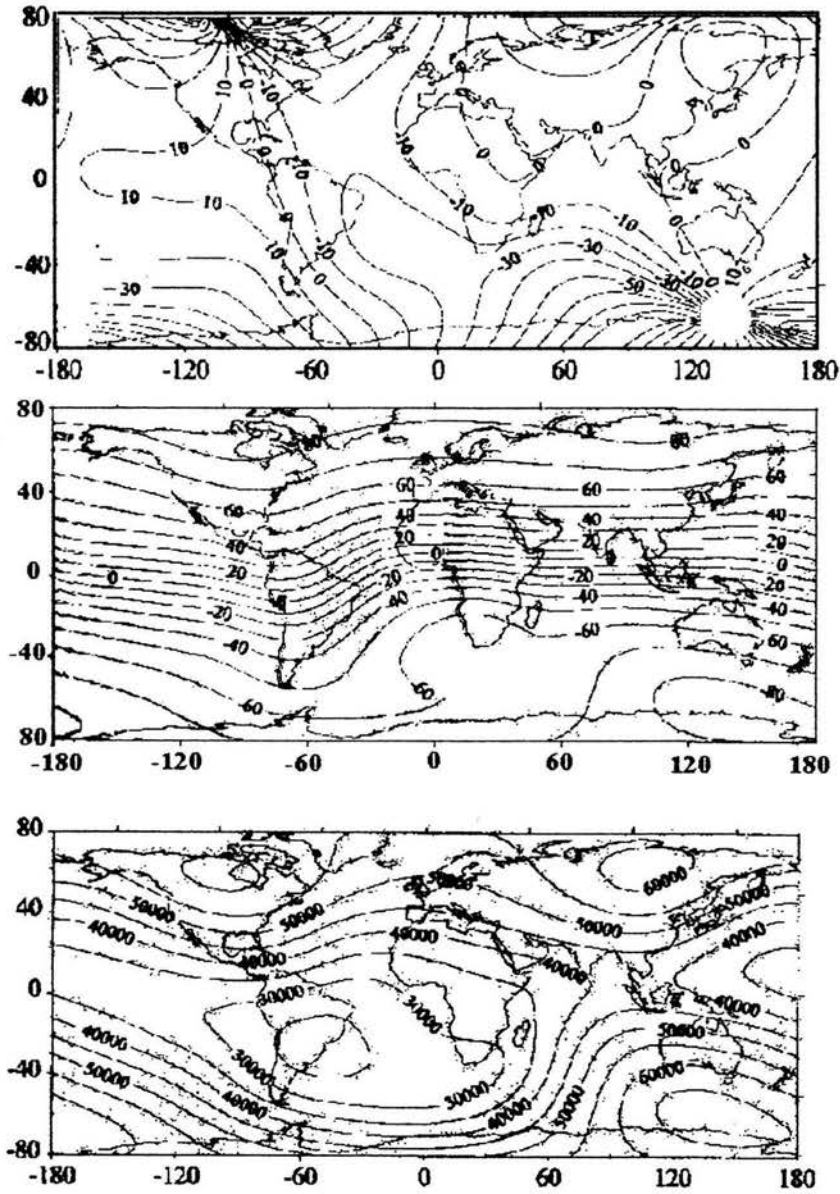


Figura 3.C. (a). Mapa isogónico de 1990 mostrando la variación en la declinación en grados sobre la superficie de la Tierra. (b). Mapa isoclínico de 1990 mostrando la inclinación en grados sobre la superficie de la Tierra. (c). Mapa isodinámico de 1990 mostrando la variación de la intensidad total sobre la superficie de la Tierra. Los contornos de nivel están en nT.

3.2. Descripción de Armónicos Esféricos del Campo Magnético de la Tierra

3.2.1. Potencial Escalar para el Campo Magnético

Las dos ecuaciones de Maxwell que relacionan el campo magnético son:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3.2.1.A)$$

y

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.2.1.B)$$

donde \mathbf{H} es el campo magnético, \mathbf{B} es la inducción magnética, \mathbf{J} es la densidad de corriente, y $\partial \mathbf{D} / \partial t$ es el cambio eléctrico de la densidad de corriente. La superficie de la Tierra que está por encima de los 50 km puede ser considerado como un vacío electromagnético, a excepción de las zonas de tormentas eléctricas. Así para la región de interés es razonable asumir que $\mathbf{J} = 0$ y que $\partial \mathbf{D} / \partial t = 0$, así para (3.2.1.A) tenemos $\nabla \times \mathbf{H} = 0$. Esto significa que \mathbf{H} es un campo vectorial conservativo en la región de interés así que existe un potencial escalar Ψ tal que

$$\mathbf{H} = -\nabla \Psi \quad (3.2.1.C)$$

Como $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ sobre la superficie de la Tierra, donde $\mu_0 (=4\pi \times 10^{-7} \text{ Hm}^{-1})$ es la permeabilidad del espacio libre, entonces tenemos que (3.2.1.B) es: $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$. Combinando esto con (3.2.1.C) mostramos que el potencial ψ debe satisfacer la ecuación de Laplace:

$$\nabla^2 \Psi = 0 \quad (3.2.1.D)$$

En coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) , donde r es la distancia al centro de la Tierra, θ es la longitud y ϕ es la colatitud (90° menos la latitud) como lo muestra la Figura 3.D. Las ecuaciones de Laplace toman la forma

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\Psi) + \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \phi^2} = 0 \quad (3.2.1.E)$$

Esta ecuación puede ser resuelta a través de la separación de variables dando

$$\Psi = \frac{U(r)}{r} P(\theta) Q(\phi) \quad (3.2.1.F)$$

El proceso para encontrar la solución es bien conocido. El punto importante aquí es que los *armónicos esféricos* prueban ser una solución completamente general para (3.2.1.E).

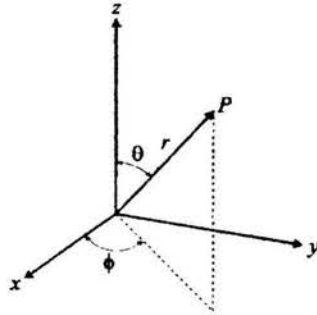


Figura 3.D. Coordenadas polares esféricas.

3.2.2. Básicos de Armónicos Esféricos

Para un caso especial en el cual no hay variación azimutal (longitudinal), sustituyendo la solución tenemos

$$\Psi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left(A_l r^l + \frac{B_l}{r^{l+1}} \right) P_l(\cos\theta) \quad (3.2.2.A)$$

donde A_l y B_l son constantes y P_l son los polinomios de Legendre dados por la fórmula de Rodrigues:

$$P_l(\cos\theta) = P_l(\chi) = \frac{1}{2^l l!} \frac{d^l}{d\chi^l} (\chi^2 - 1)^l \quad (3.2.2.B)$$

La Figura 3.E muestra las primeras cuatro funciones de θ arriba de 180° . Una solución general para la ecuación de Laplace es

$$\Psi(r, \theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^l [A_{lm} r^l + B_{lm} r^{-(l+1)}] Y_l^m(\theta, \phi) \quad (3.2.2.C)$$

donde A_{lm} y B_{lm} son constantes y $Y_l^m(\theta, \phi)$ son *armónicos de superficie* de grado l y orden m , dado por

$$Y_l^m(\theta, \phi) = \left[\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!} \right]^{\frac{1}{2}} P_{l,m}(\cos\theta) e^{im\phi} \quad (3.2.2.D)$$

donde $P_{l,m}(\cos\theta) = P_{l,m}(\chi)$ son llamados los *polinomios asociados de Legendre* y son dados por la fórmula de recursión

$$P_{l,m}(\chi) = \frac{1}{2^l l!} (1-\chi^2)^{\frac{m}{2}} \frac{d^{l+m}}{d\chi^{l+m}} (\chi^2-1)^l \quad (3.2.2.E)$$

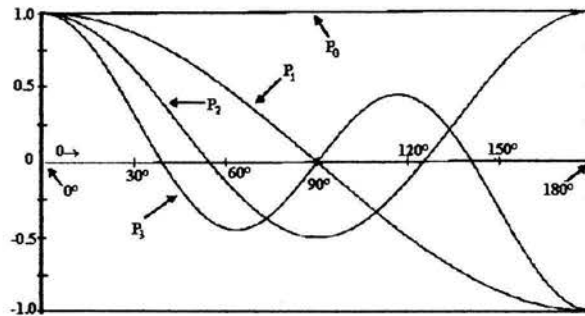


Figura 3.E. Los polinomios de Legendre $P_l(\cos\theta)$ hasta $l=3$ como funciones de θ .

Los armónicos de superficie $Y_l^m(\theta, \phi)$ son a menudo llamados *armónicos esféricos*. Este término debería ser usado para incluir la dependencia radial, r , así como la dependencia (θ, ϕ) . Estos armónicos de superficie son ortogonales, la condición de ortogonalización es

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi [Y_l^m(\theta, \phi)]^* Y_{l'}^{m'}(\theta, \phi) \sin\theta d\theta = \delta_{ll'} \delta_{mm'} \quad (3.2.2.F)$$

donde el asterisco se refiere al complejo conjugado, mientras que $\delta_{ll'}$ y $\delta_{mm'}$ son las funciones *deltas de Kronecker* ($\delta_{ll'} = 0$ y para $l \neq l'$ y $\delta_{ll'} = +1$ para $l=l'$).

Una propiedad importante del análisis de los armónicos esféricos para el geomagnetismo es que permite la separación del interior (para r pequeña) y del exterior (para r grande) a fuentes relativas al punto de referencia. Si no hay fuentes externas la componente radial del

campo, $-\partial\Psi/\partial r$, debe volverse cero hacia el infinito para que ninguna influencia positiva de r pueda ocurrir en Ψ . Así el coeficiente B_{lm} en (3.2.2.C) debe representar la fuente interna. Recíprocamente, si no hay fuente interna entonces $-\partial\Psi/\partial r$ debe ser finita a través del interior y sin influencia negativa de r que pueda aparecer en Ψ . Así el coeficiente A_{lm} en (3.2.2.C) debe representar la fuente externa.

En geomagnetismo se usan, *funciones normalizadas parciales de Schmidt*, P_l^m , afines para la asociación de los polinomios de Legendre, $P_{l,m}$, dados por

$$\begin{aligned} P_l^m &= P_{l,m} && \text{para } m = 0 \\ P_l^m &= \left[\frac{2(l-m)!}{(l+m)!} \right]^{\frac{1}{2}} P_{l,m} && \text{para } m > 0 \end{aligned} \quad (3.2.2.G)$$

Los polinomios asociados de Legendre $P_{l,m}(\cos \theta)$ tienen $(l-m)$ ceros para $0 \leq \theta \leq 180$, dividiendo un meridiano (o línea longitudinal) en zonas $(l-m+1)$ de signo alternante. Similarmente, $\sin m\phi$ (ó $\cos m\phi$) tienen ceros en $2m$, dividiendo una línea de latitud en sectores meridionales de $2m$ (o longitudinales) de signo alternante para intervalos iguales de π/m . Así los armónicos de superficie $P_l^m(\cos \theta)$ $\sin m\phi$ (ó $\cos m\phi$) divide a la superficie de una esfera en dos regiones (o teseras) creadas por la intersección de zonas latitudinales y sectores longitudinales. En cada región el signo de la superficie armónica es constante, pero cambia al cruzar una línea cero en una región adyacente. Donde $m = 0$, las superficies armónicas son descritas por los polinomios de Legendre (ver Figura 3.E) y son llamadas *zonas armónicas*, como lo ilustran la Figura 3.F para $P_7^0(\cos \theta)$. Pero si $m=l$, (por definición $0!=1$) las superficies armónicas son llamadas *sectores armónicos*, como se muestran en la Figura 3.F para $P_7^7(\cos \theta) \cos 7\phi$. Para el caso general de $0 > m > l$, la

superficie es dividida en $2m(l-m+1)$ regiones y los armónicos son llamados *regiones armónicas (tesseral harmonics)*, como se ilustran en la Figura 3.F para $P_7^4(\cos \theta) \cos 4\phi$.

3.3. Aplicaciones de los Armónicos Esféricos en el Campo Geomagnético

El hecho de que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ niega la existencia del significado de monopolos magnéticos lo que significa que para un campo magnético no hay término de grado cero ($l=0$). Esto es conveniente para normalizar r para el radio medio de la Tierra a (6371 km; el radio de una esfera con el mismo volumen de la Tierra) así que el coeficiente tiene la misma dimensión. En geomagnetismo es convencional usar las funciones normalizadas parciales de Schmidt P_l^m , así el potencial escalar ψ es escrito como (Chapman y Bartels, 1962):

$$\Psi = \frac{a}{\mu_0} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^l P_l^m(\cos \theta) \left\{ \left[C_l^m \left(\frac{r}{a} \right)^l + (1 - C_l^m) \left(\frac{r}{a} \right)^{l+1} \right] g_l^m \cos m\phi + \left[S_l^m \left(\frac{r}{a} \right)^l + (1 - S_l^m) \left(\frac{r}{a} \right)^{l+1} \right] h_l^m \sin m\phi \right\} \quad (3.3.A)$$

C_l^m y S_l^m son números positivos entre 0 y 1 que indican la fracción del potencial asociado con fuentes de origen externo ($r > a$). El coeficiente $(1 - C_l^m)$ y $(1 - S_l^m)$ indican la fracción del potencial asociado con fuentes de origen interno ($r < a$).

El coeficiente g_l^m y h_l^m son evaluados de las observaciones. En unidades SI éstas son tradicionalmente dadas en unidades de inducción magnética. Por tanto en (3.3.A) el factor μ_0 es incluido para ajustar así el potencial escalar, que tendrá unidades de amperio como es requerido para el campo magnético \mathbf{H} . Sobre la superficie de la Tierra no hay magnetización permanente así \mathbf{B} es también un campo conservativo (i.e., $\nabla \times \mathbf{B} = 0$). Así se puede definir el potencial escalar Ψ_B para la inducción magnética tal que $\mathbf{B} = -\nabla \Psi_B$. Naturalmente de aquí tenemos que $\nabla^2 \Psi_B = 0$ así Ψ_B puede ser extendida exactamente como en (3.3.A), pero sin μ_0 donde (g_l^m, h_l^m) están en nanoTesla.

Schmidt (1939) también desarrolló una fórmula general para un cuerpo esférico; sin embargo, la Tierra, con un radio polar (de unos 21 km) más pequeño que el radio ecuatorial, el coeficiente está sólo ligeramente modificado por el refinamiento de Schmidt.

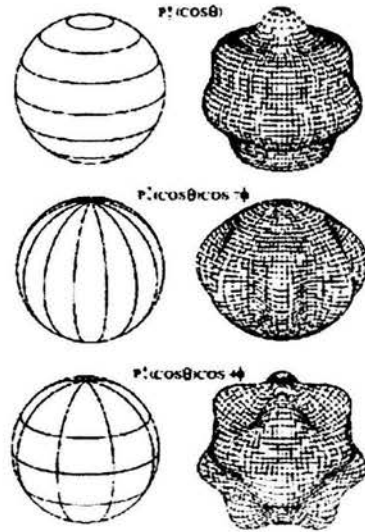


Figura 3.F. Superficie de armónicos, mostrando los casos especiales de una zonas y sectores armónicos.

Volviendo a la Figura 3.A la definición de las componentes X , Y , y Z del campo magnético y la definición de las coordenadas esféricas polares de la Figura 3.D, está claro que X es la componente negativa de θ , Y es la componente de ϕ , y Z es la componente radial negativa de r . Así, las componentes

$$X = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}, \quad Y = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \phi}, \quad Z = \frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad (3.3.B)$$

pueden ser obtenidas en términos de los polinomios de Schmidt. De hecho, los coeficientes en (3.3.A) son obtenidos de muchos lugares de observación de (X, Y, Z) y entonces resuelven los coeficientes. Truncando la serie para algún valor l , la importancia relativa de la fuente interna ($1-S_l^m$, $1-C_l^m$) versus la fuente externa (S_l^m y C_l^m) puede ser determinada. Los

coeficientes determinados de esta manera varían con el tiempo, como cambios en corrientes ionosféricas, asociando cambios de corriente eléctrica inducida en la corteza y el manto superior, y corrientes en la dirección central de la Tierra. Sin embargo, si son usados los valores medios para determinar durante algunos años el campo, entonces el método de análisis de arriba muestra que S^m_l y C^m_l no difieren significativamente para cero. En este caso (3.3.A) se reduce a

$$\Psi = \frac{a}{\mu_0} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{r}{a}\right)^{l+1} P_l^m(\cos\theta)(g_l^m \cos m\phi + h_l^m \sin m\phi) \quad (3.3.C)$$

Los coeficientes g^m_l y h^m_l son llamados coeficientes de Gauss apropiados para los polinomios de Schmidt, P^m_l .

Cuando la forma de (3.3.C), la separación de variables para las componentes r , θ , y ϕ de los armónicos esféricos es particularmente aparente. La superficie armónica para r dada es una serie de Fourier para una colatitud dada con series de Legendre para una longitud dada.

Tabla 3.A. Modelo de coeficientes IGRF 1995. Según Merrill *et al.* (1996)

L	M	Campo Principal		Cambio Secular (nT yr ⁻¹)	
		g	h	g	h
1	0	-29 682.0	0.0	17.60	0.00
1	1	-1 789.0	5 318.0	13.0	-18.30
2	0	-2 197.0	0.0	-13.20	0.00
2	1	3 074.0	-2 356.0	3.70	-15.00
2	2	1 685.0	-425.0	-0.80	-8.80
3	0	1 329.0	0.0	1.50	0.00
3	1	-2 268.0	-263.0	-6.40	4.10
3	2	1 249.0	302.0	-0.20	2.20
3	3	769.0	-406.0	-8.10	-12.10
4	0	941.0	0.0	0.80	0.00
4	1	782.0	262.0	0.90	1.80
4	2	291.0	-232.0	-6.90	1.20
4	3	116.0	98.0	0.50	2.70
4	4	116.0	-301.0	-4.60	-1.00
5	0	-210.0	0.0	0.80	0.00
5	1	352.0	44.0	0.10	0.20

Continuación de la Tabla 3.A.

<i>L</i>	<i>M</i>	Campo Principal		Cambio Secular (nT yr ⁻¹)	
		<i>g</i>	<i>h</i>	<i>g</i>	<i>h</i>
5	2	237.0	157.0	-150.0	1.20
5	3	-122.0	-152.0	-2.00	0.30
5	4	-167.0	-64.0	-0.10	1.80
5	5	-26.0	99.0	2.30	0.90
6	0	66.0	0.0	0.50	0.00
6	1	64.0	-16.0	-0.40	0.30
6	2	65.0	77.0	0.60	-1.60
6	3	-172.0	67.0	1.90	-0.20
6	4	2.0	-57.0	-0.20	-0.90
6	5	17.0	4.0	-0.20	1.00
6	6	-94.0	28.0	0.00	2.20
7	0	78.0	0.0	-0.20	0.00
7	1	-67.0	-77.0	-0.80	0.80
7	2	1.0	-25.0	-0.60	0.20
7	3	29.0	3.0	0.60	0.60
7	4	4.0	22.0	1.20	-0.40
7	5	8.0	16.0	0.10	0.00
7	6	10.0	-23.0	0.20	-0.30
7	7	-2.0	-3.0	-0.60	0.00
8	0	24.0	0.0	0.30	0.00
8	1	4.0	12.0	-0.20	0.40
8	2	-1.0	-20.0	0.10	-0.20
8	3	-9.0	7.0	0.40	0.20
8	4	-14.0	-21.0	-1.10	0.70
8	5	4.0	12.0	0.30	0.00
8	6	5.0	10.0	0.20	-1.20
8	7	0.0	-17.0	-0.90	-0.70
8	8	-7.0	-10.0	-0.30	-0.60
9	0	4.0	0.0	0.00	0.00
9	1	9.0	-19.0	0.00	0.00
9	2	1.0	15.0	0.00	0.00
9	3	-12.0	11.0	0.00	0.00
9	4	9.0	-7.0	0.00	0.00
9	5	-4.0	-7.0	0.00	0.00
9	6	-2.0	9.0	0.00	0.00
9	7	7.0	7.0	0.00	0.00
9	8	0.0	-8.0	0.00	0.00
9	9	-6.0	1.0	0.00	0.00
10	0	-3.0	0.0	0.00	0.00
10	1	-4.0	2.0	0.00	0.00
10	2	2.0	1.0	0.00	0.00
10	3	-5.0	3.0	0.00	0.00
10	4	-2.0	6.0	0.00	0.00
10	5	4.0	-4.0	0.00	0.00
10	6	3.0	3.0	0.00	0.00
10	7	1.0	-2.0	0.00	0.00
10	8	3.0	3.0	0.00	0.00
10	9	3.0	-1.0	0.00	0.00
10	10	0.0	-6.0	0.00	0.00

3.3.1. Determinación de los Coeficientes de Gauss

En principio, el número de medidas requeridas en la superficie de la Tierra para obtener los coeficientes de Gauss para $l=N$ es entero. Así g^0_0 es cero porque no hay monopolos magnéticos. Entonces para $l=1$ hay dos términos de g^m_l , g^0_1 y g^1_1 ; para $l=2$ hay 3 términos, g^0_2 , g^1_2 , y g^2_2 ; y para $l=N$ hay $N+1$ términos. Además, el número total de términos g^m_l para N grados es

$$\left[\frac{2 + (N+1)}{2} \right]_N = \frac{N^2 + 3N}{2} \quad (3.3.D)$$

Siguiendo un procedimiento similar para los términos h^m_l (notando que desaparecen todos los términos h^0_l) se tiene que el número total de términos h^m_l para N grados es

$$\left[\frac{1+N}{2} \right]_N \quad (3.3.E)$$

Sumando (3.3.D) y (3.3.E) el número total de medidas requeridas para determinar el potencial Ψ dado por (3.3.C) para N grados es:

$$(N+1)^2 - 1 \quad (3.3.F)$$

Gauss (1839) calculó coeficientes para $l = 4$, después se calculó para los valores de $l = 6$ a 10 (Vestine, 1967). Desde 1965 ha surgido la tendencia de calcular más términos. Notamos que para $l = 6$ por lo menos necesitamos 48 medidas independientes del campo magnético de la Tierra.

La Tabla 3.A da los coeficientes de Gauss para 1995 del modelo IGRF al grado 10 para el campo y para el grado 8 para la variación secular. El modelo del campo principal está truncado hasta el grado 10 (120 coeficientes) como un compromiso práctico que ha sido adoptado para producir una buena determinación del campo principal. Los coeficientes del campo principal son redondeados al nanoTesla más cercano para reflejar el límite de resolución de los datos observados. El modelo probable de variación secular es truncado al

grado 8 (80 coeficientes) con coeficientes redondeados al 0.1 nT Yr^{-1} más cercano, que refleja el límite vigente de la resolución de los datos.

3.4. Interpretación de los términos de los Armónicos Esféricos

Los términos individuales en (3.3.C) pueden ser interpretados en términos de “fuentes” equivalentes al núcleo de la Tierra. Que no es muy realista ya que el campo es generado en el exterior del núcleo, así la fuente no puede ser el núcleo de la Tierra y no es prácticamente posible para crear una fuente que genere el campo descrito por un simple término armónico.

El término g_1^0 está dado por

$$\frac{g_1^0}{\mu_0} P_1^0(\cos\theta) \frac{a^3}{r^2} = \left(\frac{g_1^0 4\pi a^3}{\mu_0} \right) \frac{\cos\theta}{4\pi r^2} \quad (3.4.A)$$

Estos términos son el potencial asociado con un dipolo geocéntrico con fuerza ($g_1^0 4\pi a^3 / \mu_0$) orientada a lo largo del eje Z (en la dirección +Z; la Figura 3.D da la relación entre los ejes). Así la magnitud de g_1^0 en la Tabla 3.A es lineal para la fuerza del *dipolo geocéntrico*, que apunta hacia abajo porque el signo de g_1^0 es negativo. El término g_1^1 es

$$\left(\frac{g_1^1 4\pi a^3}{\mu_0} \right) \left(\frac{\cos\phi \sin\theta}{4\pi r^2} \right) \quad (3.4.B)$$

Sí γ es el ángulo entre r y el eje x en la Figura 3.D, entonces se puede mostrar que

$$\cos\gamma = \cos\phi \sin\theta \quad (3.4.C)$$

Además, el término g_1^1 dado arriba es el dipolo geocéntrico orientado en la dirección $+x$. Similarmente, el término $(h_1^1 4\pi a^3 / \mu_0)(\sin\phi \sin\theta / 4\pi r^2)$ corresponde al dipolo geocéntrico orientado a lo largo del eje $+y$. La magnitud y la dirección del dipolo geocéntrico, p , es

$$p = \frac{4\pi a^3}{\mu_0} \sqrt{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2} \quad (3.4.D)$$

y se encuentra a 11° del eje de rotación. Las ecuaciones (3.4.A) y (3.4.B) muestran que el *potencial* para un dipolo cae fuera de r^{-2} . Así, para (3.3.B), la fuerza del campo mismo cae fuera de r^{-3} para un dipolo. Similarmente, el término $l = 2$ representa el cuádruplo geocéntrico (el potencial cae para r^{-3} y la fuerza del campo cae para r^{-4}), el término $l = 3$ representa el óctuplo geocéntrico (el potencial cae para r^{-4} y la fuerza del campo para r^{-5}).

Los coeficientes en la Tabla 3.A indican que la contribución disminuye para términos de grados mayores. La contribución disminuye fuera de los grados $l = 12$ a 14 , más allá el error en la determinación de los coeficientes son típicamente comparables en tamaño a los coeficientes mismos y las contribuciones significativas para fuentes no centrales también parecen probables. Los términos del grado más bajo corresponden a longitudes de onda más grande característica del campo, como puede ser apreciada por considerar la zona armónica. El término g_1^0 tiene una dependencia de $\cos\theta$, así que para distancia r la “longitud de onda” del rasgo magnético asociado es $2\pi r$, la longitud de onda asociada se incrementa linealmente con la distancia a la fuente. El término g_2^0 tiene una longitud de onda de πr , el término g_3^0 una longitud de onda de $(2\pi r / 3)$ y el término g_l^0 una longitud de onda de $(2\pi r / l)$. El hecho de que la larga longitud de onda asociada con una fuente es $2\pi r$ significa que la distancia de un observador a la fuente es menor que la máxima longitud de onda asociada con la fuente. Combinando esto con el hecho de que la intensidad cae rápidamente (para r^{-3} y más rápidamente para términos de grados más altos), como una regla de dedo la profundidad de la fuente de un campo magnético observable se espera que la forma sea menor que la longitud de onda de esa forma.

3.5 Observatorios Geomagnéticos

El campo magnético terrestre varía continuamente con un ciclo diario debido a los efectos del viento solar y la actividad de las manchas solares, superpuestos a cambios a más largo plazo por efectos del núcleo de la Tierra y la variación secular. Los observatorios magnéticos proporcionan datos de enorme utilidad para la elaboración de mapas magnéticos, exploraciones geomagnéticas, investigación, etc. En estos observatorios magnéticos se registran de manera continua, dando de forma precisa, los valores de las componentes magnéticas: inclinación, declinación e intensidad. Procesando los datos anteriores se pueden determinar los índices de actividad magnética, los valores medios horarios, diarios, mensuales y anuales, así como la variación anual de los elementos magnéticos y confeccionar con ellos los Anuarios Geomagnéticos.

El campo total se mide con un instrumento absoluto, como el magnetómetro por presión de protones, la lectura de éste va relacionada con el campo magnético por la constante giro-magnético del protón. La dirección del campo terrestre se mide con un declinómetro-inclinómetro. El método de medición involucra una operación manual, con cuatro ajustes de posición del teodolito para cada valor angular, lo cual emplea tiempo. Por lo tanto, no es posible obtener registros en tiempo real con esta técnica y la dirección del campo se controla normalmente usando un "variómetro", el cual mide la intensidad del campo en tres ejes. Como para estas mediciones no hay un instrumento basado en una constante geofísica, todos los variómetros son propensos a derivar con la temperatura y el tiempo. Es por ello que el sistema declinómetro-inclinómetro es usado periódicamente en observatorios magnéticos, para medir la dirección del campo en términos absolutos y restablecer la línea de base a la cual están referidas las lecturas de los variómetros que registran continuamente.

3.6 Observatorio Magnético de Teoloyucan (TEO), México.

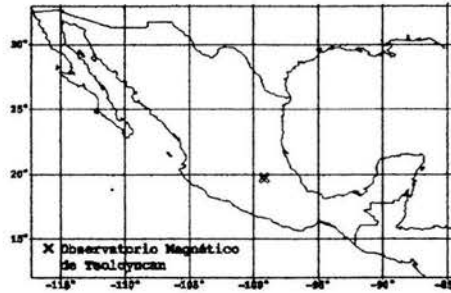


Figura 3.G. Localización. Coordenadas geográficas: longitud= $99^{\circ} 11' 35.735''$ W, latitud= $19^{\circ} 44' 45.100''$ N, altitud=2280 msnm. Coordenadas geomagnéticas relativas a la posición del polo para el IGRF 1995.0: Longitud = $+329.9^{\circ}$, latitud = $+29.15^{\circ}$.

Las observaciones magnéticas en México se remontan hacia finales del siglo XVIII hechas por Antonio Alzate y Alejandro von Humbolt y a principio del siglo XIX dentro de la Escuela de Minería. Alrededor de 1911 se instaló un observatorio magnético junto al palacio municipal del pueblo de Teoloyucan, a 36 km al Norte de la Capital de México. En 1921 se adquirieron variógrafos Mascart, un magnetómetro tipo Dover, un galvanómetro tipo Edelman y una balanza magnética. Para 1929 se adquirió un magnetómetro C.I.W. y en 1931 los variógrafos Eschenhagen de la casa Askania. En 1949 el observatorio formó parte del Instituto de Geofísica (UNAM). La localización del TEO se muestra en la Figura 3.G.

El Observatorio Geomagnético más cercano al volcán Cerro Negro se encuentra en Costa Rica en la localidad de Chiripa. Este observatorio funciona desde 1985, sin embargo, aún no existe en la literatura científica, los reportes técnicos y la interpretación de los datos obtenidos.

3.7 Referencia del Campo Geomagnético Internacional (IGRF)

El coeficiente de los esféricos armónicos del campo geomagnético se utiliza para obtener datos modelados sobre las posiciones X , Y , y Z sobre cualquier punto de la Tierra para las fechas de 1900 a 2000, expresados en unidades de nT. Incluyendo también la variación secular (SV) para los datos de 2000.

El modelo Internacional de Campo de Referencia Geomagnética (IGRF, por sus siglas en inglés) es la representación empírica del campo magnético de la Tierra recomendada para el uso científico, por la Asociación Internacional de Geomagnetismo y Aeronomía (IAGA, por sus siglas en inglés). El modelo IGRF representa el campo principal (núcleo) sin las fuentes externas. El modelo emplea la expansión usual de armónicos esféricos de potenciales escalares en coordenadas geocéntricas. Los coeficientes del modelo IGRF están basados en todas las fuentes de los datos disponibles incluyendo a las medidas de los observatorios geomagnéticos, barcos, aviones y satélites.

El modelo IGRF-2000 consiste en una colección de coeficientes para las fechas de 1945 a 2000 en pasos de 5 años. Los coeficientes de IGRF para 1945, 1950,.. 1985, 1990 son un conjunto de coeficientes definitivos, lo que significa que ninguna revisión extensa se anticipa.

El IGRF fue introducido por la IAGA en 1968 en respuesta a la demanda para una representación estándar que represente a los armónicos esféricos del campo principal de la Tierra. El modelo IGRF ha logrado aceptabilidad mundial como una norma y ha demostrado ser valioso para muchas aplicaciones.

Un grupo de modeladores del campo geomagnético de la División V de la IAGA y el Grupo de Trabajo 8 periódicamente examinan varias representaciones del campo

geomagnético para que el campo principal de la Tierra y su variación secular puedan calcularse. Ellos producen un grupo de coeficientes para representar el campo principal de una fecha particular, normalmente cada cinco años y lo llaman Referencia del Campo Geomagnético Internacional (IGRF). También, si un IGRF anterior que no usó nuevos datos disponibles en el momento de su producción se modifica, se llama Referencia Definitiva del Campo Geomagnético (DGRF). Distinguiendo que cuando estos modelos tienen la designación de "IGRF" se refieren a todos los modelos disponibles, vistos colectivamente. Si un modelo particular es propuesto, la referencia debe ser específica, i.e. IGRF2000 o DGRF1990, en lugar de simplemente IGRF o DGRF.

El campo magnético de la Tierra se parece bruscamente a un dipolo central. En la superficie de la Tierra el campo varía y su magnitud es alrededor 30000 nT cerca del ecuador y sobre 60000 nT cerca de los polos; la magnitud media (*rms*) del vector sobre la superficie es sobre 45000 nT. El campo interno geomagnético también varía en el tiempo, en la escala del tiempo de meses de una manera imprevisible. Esta variación secular (SV) tiene un modelo espacial complicado, con una magnitud global *rms* alrededor de 80 nT por año. Por consecuencia, cualquier modelo numérico del campo geomagnético tiene coeficientes que varían con el tiempo.

El IGRF es un esfuerzo de IAGA por proporcionar un modelo aceptable. Para dar una aproximación razonable del campo sobre la superficie de la Tierra. A cualquier tiempo, el IGRF especifica los coeficientes numéricos de una serie armónica esférica truncada. En la actualidad el truncamiento está en $N = 10$, así que hay 120 coeficientes (ver la Tabla 3.A).

El modelo IGRF es inevitablemente un modelo imperfecto. Primero, los coeficientes numéricos proporcionados pueden no ser correctos: el modelo del campo producido difiere del campo actual. Segundo, debido al truncamiento, los modelos de IGRF representan sólo

las frecuencias espaciales bajas (longitudes de onda largas) del campo: las componentes de frecuencia espaciales más altas del campo no se consideran para este modelo. En tercer lugar, otras contribuciones al campo observado que el IGRF no plantea.

3.7.1 Errores inevitables

El campo geomagnético principal

Los errores en los coeficientes llevan a errores en el campo resultante que se resume fácilmente como un vector de error de una magnitud promedio en el campo sobre la superficie de la Tierra.

Variación secular

El campo geomagnético no varía linealmente con tiempo aunque el uso de la interpolación lineal sobre 5 años no aumenta los errores del *rms* anteriores significativamente para el campo principal.

El modo de los pasos de la variación secular lineal es inherente en el modelo de IGRF. Este modelo de la variación secular sólo se piensa para usar interpolación al modelo del campo principal; este será un modelo muy pobre de la proporción instantánea de tiempo real del cambio del campo principal geomagnético.

3.7.2 IGRF como un modelo de campo para el núcleo de la Tierra.

El campo observado cerca de la superficie (típicamente 45000 nT promedio *rms*) proviene de las corrientes en el núcleo de la Tierra; debido a la gran distancia de la superficie al núcleo de la Tierra, el campo del núcleo observado es predominantemente de longitud de onda grande. Pero una contribución significativa también viene de las piedras

magnetizadas de la corteza de la Tierra; esta contribución es predominantemente de longitud de onda más corta y suma típicamente 200-300 nT del *rms*.

Para una longitud de onda dada no hay ninguna manera de separar el campo del núcleo del campo de la corteza. Aunque el campo de la corteza es principalmente de longitud más corta que el campo del núcleo, hay ciertamente un límite (esencialmente constante) a la contribución de la corteza presente en los modelos de IGRF. Esta contribución medida no se puede separar, pero los modelos sugieren que su magnitud sea aproximadamente 5-10 nT del vector global de *rms*.

Capítulo Cuatro

Principios Básicos de Paleomagnetismo

4.1. Tipos de magnetización remanente adquirida por las rocas

Cuando una roca se forma generalmente adquiere una magnetización paralela al campo magnético de su ambiente (usualmente el campo magnético de la Tierra) y esto se llama *magnetización primaria*. Esta magnetización primaria provee información acerca de la dirección e intensidad del campo magnético en el cual la roca se formó. Sin embargo, puede haber diferentes causas que dan paso a más magnetizaciones después de formada la roca, llamadas *magnetización secundaria*. Para más detalles se puede referir a Fuller (1970), Stacey y Banerjee (1974), O'Reilly (1984), y Dunlop (1990).

El magnetismo en las rocas ocurre porque el intercambio de energía negativa de la interacción del momento angular del espín de los electrones domina la disposición magnética. Si los momentos magnéticos adyacentes son paralelos, como en el hierro, entonces el material es *ferromagnético*. Si los momentos magnéticos adyacentes son antiparalelos entonces el material es *antiferromagnético* (la magnitud de los momentos opuestos son iguales) o *ferrimagnéticos* (la magnitud de los momentos opuestos son diferentes). Una sustancia ferrimagnética, tal como la magnetita, muestra magnetización espontánea por la desigualdad de momentos magnéticos opuestos y puede por eso tener remanencia. Cuando la temperatura se incrementa ese efecto desordenado de la energía térmica podría eventualmente dominar la disposición de fuerzas de intercambio de energía. La temperatura a la cual el ordenamiento magnético es destruido se conoce como *temperatura Curie* para materiales ferromagnéticos (como el hierro). Para un material antiferromagnético (como la ulvoespinela) o un material ferrimagnético (como la

magnetita) el punto de temperatura crítica es llamado *temperatura Néel*. Sin embargo, siguiendo la práctica del paleomagnetismo, se usa la “temperatura Curie” en lugar de “temperatura Néel” para materiales ferrimagnéticos.

Cuando una roca ígnea baja su temperatura pasando por la temperatura Curie de este material magnético en un campo magnético externo (tal como el de la Tierra), éste adquiere una magnetización remanente llamada *magnetización termoremanente* o TRM. Técnicamente hablando, una *magnetización remanente* o RM es la magnetización total presente en el material en un campo magnético externo nulo. En una roca magnéticamente isotrópica la TRM se alinea paralela (o en casos raros antiparalela) al campo externo bajo el cual la roca se enfrió. Aunque esencialmente todos los minerales magnéticos exhiben anisotropía magnética (eso es, que tienen direcciones preferenciales de magnetización en cualquier parte del mineral magnético), la mayoría de las rocas ígneas son magnéticamente isotrópicas porque los minerales magnéticos que ellos contienen están azarosamente orientados. Cuando la TRM se produce antiparalela al campo externo de la roca se dice que tiene inversión propia (self-reversed).

La primera magnetización medida en el laboratorio es llamada *magnetización remanente natural* o NRM, que típicamente consiste de una magnetización primaria y de una secundaria. La magnetización primaria es usualmente una TRM en rocas ígneas y *magnetización remanente depositada* o DRM, *magnetización remanente post-depositada* o post-DRM u ocasionalmente *magnetización remanente química* o CRM en rocas sedimentarias. La magnetización secundaria tiene muchos posibles orígenes, tales como las alteraciones químicas subsecuentes y efectos de relajación; bien pueden ser propuestas más de 20 clases diferentes de magnetización remanente. Las definiciones de las formas más

comunes de RM son dadas en la Tabla 4.A. Aunque en años recientes ha ido creciendo el reconocimiento de la necesidad de identificación.

Tabla 4.A. Algunos tipos de Magnetización Remanente

Magnetización Termoremanente (TRM): Es la MR adquirida por una muestra durante el enfriamiento pasando por la temperatura Curie en un campo magnético externo (usualmente en un campo débil tal como el de la Tierra).

Magnetización Remanente Química (CRM): Es la MR adquirida por una muestra durante un cambio químico en un campo magnético externo.

Magnetización Remanente Viscosa (VRM): Es la MR adquirida sobre una larga exposición en un campo magnético externo.

Magnetización Remanente Isotérmica (IRM): Es la MR adquirida en un corto tiempo a una temperatura (usualmente la temperatura de laboratorio) en un campo magnético permanente externo (usualmente fuerte).

Magnetización Remanente Anihisterética (ARM): Es la MR adquirida cuando un campo magnético alternativo actúa en presencia de un campo magnético débil permanente.

Magnetización Remanente Depositional o Detrítica (DRM): Es la MR adquirida por sedimentos donde los minerales magnéticos se orientan según el campo externo durante la deposición.

Magnetización Remanente Post-deposicional (post-DRM): Es el MR adquirida por procesos físicos que causan translación o rotación de sedimentos de granos después de la deposición.

4.2 Histéresis Magnética

Alguna idea del origen y propiedades de la magnetización remanente en las rocas puede ser obtenida al considerar la histéresis magnética. Considerando un ejemplo simplificado de un cristal magnetizado uniformemente (dominio simple) que son idénticos y sin interacción (el campo magnético producido por la magnetización de cualquier otro cristal es despreciablemente pequeño al sitio de cualquier otro cristal). Asumiendo que el cristal posee algún eje magnético de *energía anisotrópica*, E_{an} , por unidad de volumen donde

$$E_{an} = K \sin^2 \theta \quad (4.2.A)$$

K se define como la constante uniaxial anisotrópica y θ es su ángulo, la magnetización se toma en el eje z en un sistema de coordenadas cartesianas (x,y,z) . La energía anisotrópica es menor para $\theta = 0$ y mayor para $\theta = \pi/2$, así z es el eje natural de magnetización. La magnetización anisotrópica es de alguna forma, pero no suficiente, condición para un cristal de poseer una magnetización remanente.

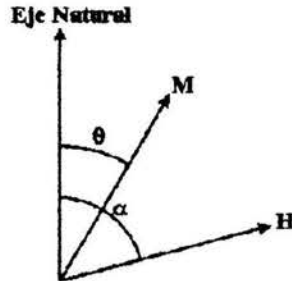


Figura 4.A. La geometría del eje natural de magnetización (eje vertical), la dirección de magnetización (M) y el campo magnético (H).

Hay una energía extra asociada en un cristal teniendo magnetización M en un campo externo H , donde M y H no son paralelos. Para la Figura 4.A la energía total E por unidad de volumen originado para la anisotropía y la interacción de la magnetización del cristal con el campo externo dado por

$$E = k \sin^2 \theta - \mu_0 M_s H \cos(\theta - \alpha) \quad (4.2.B)$$

donde M_s es la magnetización de saturación (la mayor magnetización que el cristal puede tener) y es usada porque se asume que todo el cristal es uniformemente magnetizado. El momento magnético del cristal es $m = M_s V$, donde V es el volumen del grano. Ocurre el equilibrio cuando $dE/d\theta = 0$, con un estado de energía mínima (equilibrio estable) si $d^2E/d\theta^2 > 0$. Con H dirigido a lo largo de $+z$ (i.e., $\alpha = 0$) y se puede ver que se llega al equilibrio cuando $\theta = 0$. Supongamos a todos los cristales magnetizados paralelos a $+z$ cercanos a una temperatura del cero absoluto. Esto puede ser logrado incrementando

bastante \mathbf{H} , así la magnetización es “saturada”. Si \mathbf{H} se reduce ahora a cero, la magnetización podría retener su valor de saturación M_s . Esta es, la magnetización de saturación remanente isotérmica, M_{rs} , será igual a M_s (Figura 4.B). Si \mathbf{H} es, ahora, incrementado en la dirección opuesta ($-z$; $\alpha = 180^\circ$ en la ec. 4.2.B) entonces se puede ver que la energía mínima todavía existe cuando $\theta = 0$ para $H < 2K/\mu_0 M_s$. Sin embargo, para $H > 2K/\mu_0 M_s$ la dirección $\theta = 0$ llega a ser la dirección de energía máxima y la magnetización cambia a $\theta = 180^\circ$. Esta mitad del proceso del lazo de histéresis se muestra en la Figura 4.B.(a), la otra mitad es obvia por simetría. Sin embargo, si \mathbf{H} es aplicado para ángulos rectos para z ($\alpha = 90^\circ$). La magnetización a lo largo del eje z es

$$M = M_s \sin \theta = \frac{\mu_0 M_s^2 H}{2K} \text{ para } |H| \leq \frac{2K}{\mu_0 M_s} \quad (4.2.C)$$

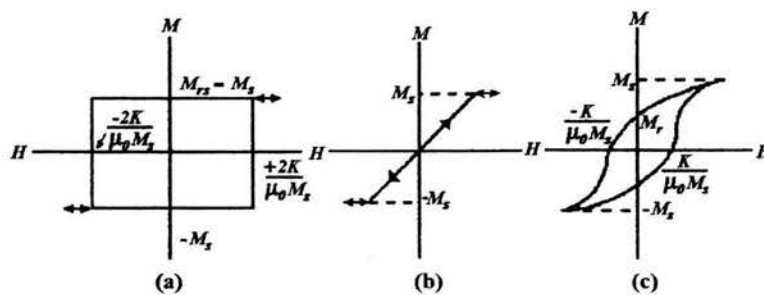


Figura 4.B. Ciclos de Histéresis de un cristal de dominio simple. (a) Ciclo cuadrado producido donde H y M son confinadas al mismo eje. (b) No hay histéresis producida si H y M son perpendiculares. (c) Ciclo de histéresis producido por un grupo de granos orientados al azar.

Por lo tanto, no hay histéresis y no hay remanencia, como lo muestra la Figura 4.B.(b). Supongamos que se está tratando con un grupo de cristales uniaxial de dominio simple que tiene orientaciones isotrópicas al azar sobre su eje natural. Integrando sobre todos los posibles ángulos de \mathbf{H} que puedan hacerse sobre el eje natural, lo cual produce un lazo de

histéresis como el mostrado en la Figura 4.B.(c). El valor M_{rs}/M_s es alrededor de 0.5 y la fuerza coercitiva H_c (el valor de H que reduce la magnetización a cero) es $K/\mu_0 M_s$. La magnetización de saturación es M_{rs} .

4.3 Minerales magnéticos

Los minerales magnéticos que pueden contribuir significativamente a la remanencia en las rocas incluyen óxidos de hierro-titanio, óxidos de hierro-manganeso, sulfuro de hierro, hierro y aleaciones de níquel-cobalto. El propósito aquí es simplemente dar algunos ejemplos de estos minerales y propiedades como rocas magnéticas para apreciar la complejidad y variación que tiene para la mineralogía.

La discusión se va a restringir a algunos óxidos Fe-Ti dados en el sistema ternario mostrado en la Figura 4.C. Los miembros dentro de soluciones enteras de la serie $x\text{Fe}_2\text{TiO}_4(1-x)\text{Fe}_3\text{O}_4$ que son llamadas *titanomagnetitas*. Las titanomagnetitas son una *serie de soluciones enteras*, que significa que Fe_2TiO_4 y Fe_3O_4 son mutuamente solubles uno en el otro. La temperatura Curie de la magnetita ferromagnética, con un valor de saturación de $480 \times 10^3 \text{ Am}^{-1}$, es de 580° , y para el primer orden de aproximación, la temperatura de Curie decrece linealmente con el porcentaje molar ulvoespinela en una solución entera hasta un valor cercano a -150°C para la ulvoespinela antiferromagnética (Nagata, 1961). Para una discusión más amplia se puede revisar Merrill (1975), Haggerty (1976, 1978), y O'Reilly (1984).

El trabajo fundamental en la mineralogía asociada con estas oxidaciones fue traído por Buddington y Lindsley (1964). Este trabajo asume condiciones de equilibrio térmico, y necesita ligeros ajustes para que las condiciones de equilibrio existan en la naturaleza. Las

bajas temperaturas de oxidación (debajo de 200°C o menos) de las titanomagnetitas producen titanomaghematitas, con composiciones quedando en el campo entre titanomagnetitas y titanohematitas en la Figura 4.C.

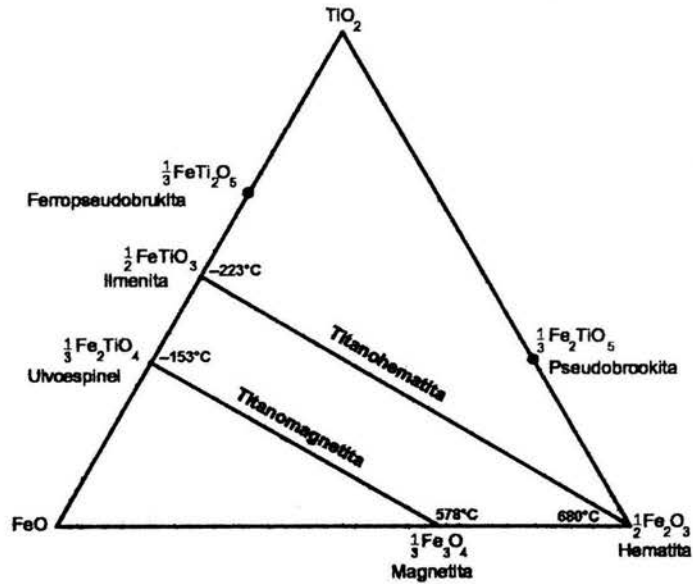


Figura 4.C. Diagrama Ternario FeO-TiO₂-Fe₂O₃ Mostrando las tres principales series de soluciones completas encontradas en las rocas ígneas.

Revisiones de los efectos magnéticos asociados a cambios químicos han sido estudiadas por Merrill (1975), Henshaw y Merrill (1980), y Levi (1989) quienes mostraron que algunas veces los cambios químicos de minerales magnéticos permiten producir cambios magnéticos. Aunque muchas de estas variaciones pueden ser explicadas teóricamente, a menudo las variaciones dependen de sutiles efectos que son difíciles de detectar en la práctica.

4.4 El registro magnético en las rocas

La siguiente descripción del registro magnético en las rocas contiene muchas generalidades y simplificaciones. Su intento es solamente para probar una ancha perspectiva de algunos de los problemas enfrentados en paleomagnetismo.

Las rocas ígneas están divididas en rocas ígneas extrusivas (e.g. fluidos de lava) e intrusivas. El dominio magnético mineral en la mayoría de los basaltos terrestres son titanomagnetitas (ver Figura 4.C), con relación en altas temperaturas sobre el punto de Curie, Merrill *et al.* (1996). Los flujos de lava representan típicamente una lectura “instantánea” del campo magnético ya que se enfrían rápidamente comparados con los cambios del campo magnético. De hecho, la superficie de estos flujos se enfrían más rápido que su interior. Las direcciones en las superficies en este caso podrían no precisar el reflejo del campo magnético de la Tierra. Cuidadosos procesos paleomagnéticos tienen presente esto y típicamente evitan *efectos de borde* examinando la consistencia de direcciones magnéticas sobre diferentes regiones del flujo. La NRM en basaltos recientes es usualmente TRM y tiene excelentes propiedades magnéticas. El principal problema en el uso de flujos de lava es que usualmente proporciona un registro discontinuo en el tiempo del campo magnético de la Tierra, Merrill *et al.* (1996).

Las rocas ígneas intrusivas se enfrían mucho más lentamente que las extrusivas y a menudo tienen un gran tamaño de mineral magnético con baja estabilidad magnética. Aunque en principio tales rocas contienen un registro más continuo del campo magnético que los flujos de lava, estos registros son más difíciles de resolver. Esto es porque los minerales magnéticos en las rocas ígneas están rara vez en equilibrio unos con otros y las alteraciones químicas que se presentan con el incremento de la temperatura. Así el

enfriamiento más bajo de las rocas intrusivas a menudo sufre alteraciones químicas por debajo del punto de Curie de titanomagnetitas y titanohematitas, el material que típicamente domina sus registros magnéticos.

4.5 Desmagnetización

Aunque todos los minerales magnéticos muestran anisotropía, la mayoría de las rocas ígneas y sedimentarias usadas en paleomagnetismo no son significativamente anisotrópicas magnéticamente, en conjunto. Por otra parte, las rocas metamórficas a menudo exhiben anisotropía magnética. La ausencia de anisotropía en las rocas ocurre porque la orientación en los cristales en una muestra es aleatoria, o cercanas a serlo.

La remanencia adquirida cuando la roca se forma es llamada la magnetización primaria y debe ser paralela (o, rara vez antiparalela) al campo externo durante su formación con tal de que la roca sea magnéticamente isotópica. Después de la formación, la magnetización secundaria (o magnetizaciones secundarias) es adquirida. Para distinguir entre las magnetizaciones paleomagnéticas primaria y secundaria se usan varios procedimientos de desmagnetización en la NRM. Las dos técnicas más usadas son desmagnetización por campos alternos (AF) y desmagnetización térmica.

Desmagnetización por Campos Alternos (AF). En la desmagnetización AF la roca es colocada en un campo alterno de amplitud H que es paulatinamente reducido a cero mientras la muestra está girando tan al azar como sea posible. En este proceso, la remanencia es aleatoria debido a que estos cristales tienen relación en el tiempo correspondiente a la coercitividad $H_c \leq H_0$ (ver 3.1.20). H_0 se aumenta entonces, así que las direcciones de más y más remanencia estable puede ser determinada. Si sólo una remanencia contribuye a la NRM, no cambia en dirección mientras se observa la

desmagnetización. Si hay dos o más remanencias presentes, y tienen diferentes direcciones, la dirección cambia durante la desmagnetización. La componente más estable de las remanencias se le atribuye la magnetización primaria, pero una variedad de criterios sofisticados han sido usados en años recientes.

Desmagnetización Térmica. Esta da una estabilidad en las medidas de la remanencia como función de la temperatura de la cual la estabilidad en el tiempo es también inferida. Esto se lleva a cabo por el calentamiento de la roca a alguna temperatura, T_0 , y enfriándolo en un espacio con ausencia de campo magnético. T_0 se incrementa poco a poco hasta la temperatura Curie. Análogamente con la desmagnetización AF, la desmagnetización térmica hace posible distinguir diferentes remanencias, si existen.

Otros procedimientos de desmagnetización incluyendo la desmagnetización química, desmagnetización a bajas temperaturas y varias combinaciones de éstas son también usadas en estudios paleomagnéticos actuales.

Un problema mayor en paleomagnetismo involucra remagnetización resultando en la adquisición de la magnetización secundaria. Esta adquisición es ahora aceptada como un fenómeno extendido, particularmente en rocas sedimentarias (e.g., Elmore y McCabe, 1991; Van der Voo, 1993). En promedio, el problema crece con la edad de la roca y es particularmente serio en la era del Mesozoico y en rocas de eras más antiguas. En paleomagnetismo, el cambio en el vector de magnetización observado durante la desmagnetización es ilustrado por medio del diagrama de Zijderfeld (Zijderfeld, 1967) en el cual la proyección del vector observado sobre dos planos ortogonales es graficado para cada paso de la desmagnetización. La Figura 4.D es un ejemplo de un diagrama de Zijderfeld en el cual la desmagnetización térmica muestra la presencia de más de una componente en la magnetización. Sólo una componente parece estar entre la temperatura

habiente y los 360°C. Una componente con una dirección diferente es desmagnetizada por encima de los 360°C. Sin embargo, si dos componentes tienen respuestas similares para la desmagnetización térmica o AF, entonces el diagrama de Zijderveld da sólo una componente.

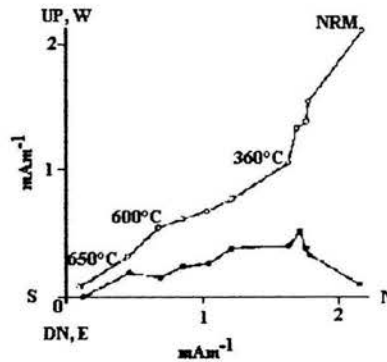


Figura 4.D. Diagrama ortogonal de Zijderveld de los vectores de magnetización durante la desmagnetización térmica de una roca sedimentaria. El eje x tiene la dirección Norte-Sur y el eje y tiene la dirección Este-Oeste para un plano horizontal y UP-DN para arriba-abajo en un plano vertical. Según Li *et al* (1991).

4.6 La hipótesis del campo axial dipolar geocéntrico

Pensando que la dirección de la magnetización primaria de una roca de una localidad ha sido determinada y que la fiabilidad de la edad de la formación de la roca está disponible. El problema es complicado por el hecho de que no todas las rocas graban el campo en la misma dirección. Imaginando una serie de flujos de lava, cada uno con espesor de pocos metros, expulsados consecutivamente al azar por un volcán. Cada flujo se va enfriando hasta llegar a la temperatura habiente, en días o años, que dependerán de su espesor. Así, las direcciones paleomagnéticas medidas en cada flujo de lava deberá ser un promedio de la variación local de algunos años. Durante el cual el campo magnético no ha cambiado esencialmente y cada flujo de lava tiene efectivamente un registro del campo instantáneo.

Lavas más espesas, a varias decenas de metros, podría enfriarse más lentamente, así el registro del campo daría un flujo con más complejidad.

El campo paleomagnético es el campo promedio en durante el tiempo de la formación de la roca. El campo promedio de varios años podría ser una primera aproximación no correspondiente al dipolo inclinado al eje de rotación contemporáneo pero, tal vez, un dipolo alineado a lo largo de este eje. Esta hipótesis es llamada hipótesis del campo axial dipolar geocéntrico o hipótesis GAD.

Para un dipolo de fuerza p la componente radial y tangencial del campo para una colatitud θ en la superficie de la Tierra (con radio R) es respectivamente

$$F_r = -\frac{2\mu_0 p \cos\theta}{4\pi R^3} \quad (4.6.A)$$

y

$$F_\theta = -\frac{2\mu_0 p \sin\theta}{4\pi R^3} \quad (4.6.B)$$

donde el campo F es medido en Tesla. Puesto que la tangente de la inclinación magnética I es F_r/F_θ ,

$$\tan I = 2 \cot\theta \quad (4.6.C)$$

ó

$$\tan\theta = 2 \tan\lambda \quad (4.6.D)$$

donde λ es la latitud. Si la hipótesis del campo dipolar axial geocéntrico es aplicable entonces esta magnitud de latitud corresponde a la latitud geográfica. No hay información acerca de la longitud.

Porque la inclinación del promedio de tiempo corresponde a la paleolatitud en la suposición de un campo dipolar axial geocéntrico y la declinación del promedio de tiempo que indica la dirección del meridiano; entonces, la posición del polo geográfico

$$\sin\lambda_p = \sin\lambda_s \cos\theta + \cos\lambda_s \sin\theta \cos D_m \quad (-90^\circ \leq \lambda_p \leq +90^\circ)$$

correspondiente a la superficie de la Tierra, relativa al sitio de observación, puede ser calculado (Figura 4.E). Dadas las coordenadas del sitio (λ_s, ϕ_s) y la dirección paleomagnética (D_m, I_m) al sitio, la latitud del polo está dada por

$$(4.6.E)$$

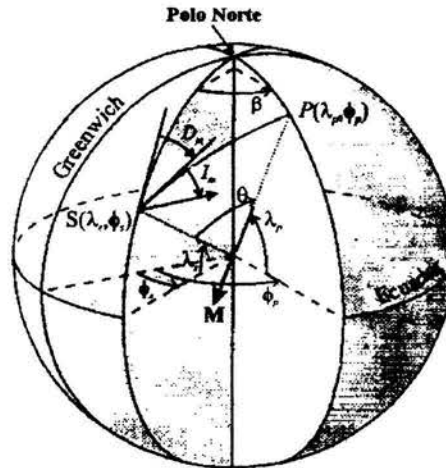


Figura 4.E. Relación para calcular la posición (λ_p, ϕ_p) del polo paleomagnético P relativo al sitio muestra S en (λ_s, ϕ_s) con la dirección principal (λ_m, ϕ_m) .

La longitud del polo está dada por

$$\phi_p = \phi_s + \beta \quad \text{cuando } \cos \theta \geq \sin \lambda_s \sin \lambda_p$$

ó

$$(4.6.F)$$

$$\phi_p = \phi_s + 180 - \beta \quad \text{cuando } \cos \theta < \sin \lambda_s \sin \lambda_p$$

donde

$$\sin \beta = \sin \theta \sin D_m / \cos \lambda_p \quad (-90^\circ \leq \beta \leq +90^\circ) \quad (4.6.G)$$

La paleocolatitud θ es determinada por (4.6.C). La posición del polo (λ_s, ϕ_s) calculada de así es llamado *polo paleomagnético*. El uso de este término implica que "suficiente" tiempo promediado ha sido obtenido. Alternativamente, cualquier dirección del campo

paleomagnético instantáneo puede ser convertida a la posición del polo usando (4.6.E) y (4.6.G), en el que el polo es llamado *polo geomagnético virtual* (VGP). El VGP es el análogo del polo geomagnético del campo presente. El polo paleomagnético puede entonces ser calculado alternativamente al encontrar el promedio de varios VGP's, correspondientes a muchas paleodirecciones.

Recíprocamente, dada la posición del polo paleomagnético (λ_s, ϕ_s) la dirección principal correspondiente de la magnetización (D_m, I_m) puede ser calculada de cualquier sitio (λ_p, ϕ_p) (Figura 4.E). La paleocolatitud θ está dada por

$$\cos \theta = \sin \lambda_s \sin \lambda_p + \cos \lambda_s \cos \lambda_p \cos(\phi_p - \phi_s) \quad (4.6.H)$$

y la inclinación I_m puede entonces calcularse de (4.6.C). La declinación correspondiente D_m está dada por

$$\cos D_m = \frac{\sin \lambda_p - \sin \lambda_s \cos \theta}{\cos \lambda_s \sin \theta} \quad (4.6.I)$$

Con las siguientes relaciones

$$\begin{array}{ll} 0^\circ \leq D_m \leq 180^\circ & \text{para } 0^\circ \leq (\phi_p - \phi_s) \leq 180^\circ \\ 180^\circ < D_m < 360^\circ & \text{para } 180^\circ < (\phi_p - \phi_s) < 360^\circ \end{array}$$

La declinación es indeterminada (para cualquier valor elegido) si el sitio y posición del polo coinciden y si $\lambda_s = \pm 90^\circ$ entonces D_m está definido porque es igual a λ_p , la longitud del polo geomagnético.

La posición del polo paleomagnético de todos los continentes se aleja más y más del polo geográfico presente esto nos permite remontarnos en el tiempo. El camino trazado por las posiciones sucesivas del polo paleomagnético con el tiempo pintada en la red longitud-latitud presente para una placa continental dada es llamado *camino de la desviación polar aparente* de la placa continental. La comparación de tales caminos entre diferentes placas continentales demuestra que la deriva continental ocurre. Al igualar dos caminos se prueba

el método para determinar la posición relativa de dos placas continentales en el pasado. Un ejemplo se ve en la Figura 4.F, el camino de la desviación polar aparente para Europa y Norte América diverge en el pasado 350 millones de años. Si varios segmentos de esta desviación polar aparente son empalmados, es posible encontrar las localidades relativas de Europa y Norte América en el pasado. Esto muestra que los dos continentes estuvieron previamente unidos y que se separaron formando lo que ahora conocemos como Océano Atlántico Norte.

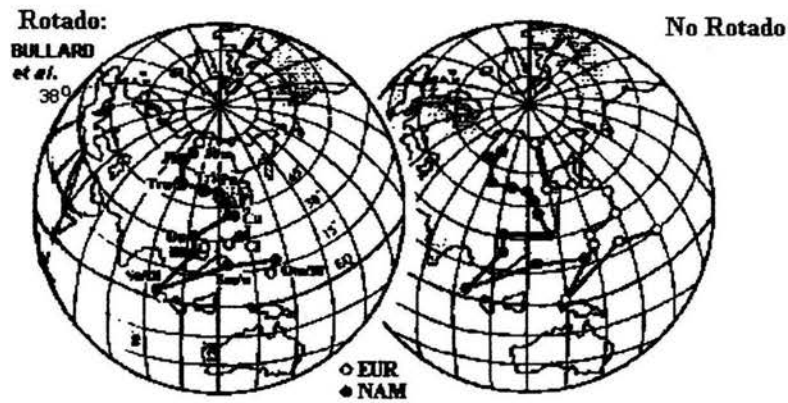


Figura 4.F. La deriva de la desviación polar aparente para Europa (EUR) y Norte América (NAM) para un intervalo de tiempo de aproximadamente 450 millones a 175 millones de años. **Rotado:** después de cerrado el Océano Atlántico de acuerdo con los parámetros de Bullard *et al.* (1965). **No Rotado:** con los continentes en las coordenadas de la posición actual. Según Van der Voo (1993).

4.7 Métodos estadísticos en Paleomagnetismo

La difusión en observaciones paleomagnéticas es grande, así que al análisis estadístico juega un papel muy importante. Los errores en un sitio dado pueden ser introducidos por orientaciones inexactas, anomalías magnéticas locales, etc., y estos pueden ir más allá metiendo ruido en los cálculos de laboratorio para remover las componentes secundarias.

Todos estos errores producen cierta suma de dispersión en la magnetización entre las muestras del sitio.

Análogamente a una distribución normal, Fisher (1953) propone que la distribución de vectores en una esfera unitaria tiene una densidad de probabilidad $p(A)$ dada por

$$p(A)dA = c \exp(\kappa \cos \vartheta) dA \quad (4.7.A)$$

Donde dA es el elemento de área para (ϑ, ϕ) , siendo ϑ en ángulo polar a la dirección principal de la distribución y ϕ el ángulo azimutal de la distribución uniforme. El requisito es que la integral de $p(A)$ sobre toda la esfera sea igual a 1, donde $c = k / (4\pi \sinh k)$. Donde k es llamado el *parámetro de precisión de Fisher* y describe la dispersión de la precisión. Para una k pequeña la distribución tiene una alta dispersión, el caso extremo para $k = 0$ la dispersión es uniforme sobre toda la esfera. Para una k grande la distribución se concentra en un intervalo pequeño, el caso extremo es cuando $k \rightarrow \infty$ la distribución se concentra en un punto.

Para k grande, ϑ es dominada por valores pequeños, así $\cos \vartheta \approx 1 - (\frac{1}{2})\vartheta^2$. Así,

$$p(A) \approx \frac{\kappa}{2\pi} \exp\left(-\frac{\kappa \vartheta^2}{2}\right) \quad (4.7.B)$$

la cual es la distribución normal bi-variante, con $\vartheta^2 = \alpha^2 + \beta^2$, donde α y β son cualquier par de ángulos polares ortogonales del polo principal.

En paleomagnetismo, la dirección de magnetización de la roca está especificada por la declinación (D) medida en el sentido de las agujas del reloj desde el Norte real, y la declinación (I) medida positiva si desciende del plano horizontal. Estas direcciones pueden ser especificadas por las tres direcciones de cósenos, como sigue

Componente Norte	$I = \cos D \cos I$
Componente Este	$m = \sin D \cos I$
Componente Descendente (Down)	$n = \sin I$

La dirección de los cósenos (X,Y,Z) de la resultante de N de magnetización son proporcionales a la suma de las direcciones de los cósenos por separado, y está dado por

$$X = \frac{1}{R} \sum_{i=1}^N l_i; \quad Y = \frac{1}{R} \sum_{i=1}^N m_i; \quad Z = \frac{1}{R} \sum_{i=1}^N n_i, \quad (4.7.C)$$

donde R es el vector suma de los vectores unitarios individuales, dado por

$$R = \left[\sum l_i^2 + \sum m_i^2 + \sum n_i^2 \right]^{1/2} \quad (4.7.D)$$

La declinación principal, D_R , y la inclinación, I_R , que juntas dan la mejor estimación de la dirección principal de esta distribución, está dada por

$$\tan D_R = \frac{\sum m_i}{\sum n_i} = \frac{Y}{X}; \quad \sin I_R = \frac{1}{R} \sum n_i = Z \quad (4.7.E)$$

Fisher (1953) mostró que para $\kappa \geq 3$ la mejor estimación de k para κ está dada por

$$k = \frac{N-1}{N-R} \quad (4.7.F)$$

Esta estimación es mejor en el sentido que κ^{-1} es a la vez un estimador de mínima varianza y un estimador imparcial de κ^{-1} . La desviación angular estándar S puede ser definida como en el caso de la distribución normal donde

$$S^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \vartheta_i^2 \quad (4.7.G)$$

donde ϑ_i son los ángulo del vector individual con la muestra principal. Cuando las ϑ_i son pequeñas $\cos \vartheta \approx 1 - \frac{1}{2} \vartheta^2$, así, reorganizando $R = \sum \cos \vartheta_i$, (4.7.G) puede escribirse como

$$S^2 \approx \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (2 - 2 \cos \vartheta_i) = 2 \frac{(N-R)}{(N-1)} = \frac{2}{k} \text{rad}^2 \quad (4.7.H)$$

En el límite de una pequeña dispersión la *desviación angular estándar* o *dispersión angular*, S , es así simplificada la precisión por

$$S = \frac{81}{\sqrt{k}} \text{deg} \quad (4.7.I)$$

La estadística en paleomagnetismo es de un tipo jerárquico. Las direcciones de la muestra son promediadas al nivel más bajo, entonces la dirección del sitio es promediado para determinar el polo paleomagnético. Supongamos que N muestras son recolectadas de

En B sitios, entonces se sigue el análisis estadístico estándar, la dispersión angular total, S_T , es relacionada de la dispersión entre sitios, S_B , y la dispersión dentro de sitios, S_W , por la relación

$$S_T^2 = S_B^2 + \frac{1}{N}S_W^2 \quad (4.7.J)$$

La estimación correspondiente de la precisión está relacionada por

$$\frac{1}{k_T} = \frac{1}{k_B} + \frac{1}{k_W N} \quad (4.7.K)$$

Dados N vectores unitarios en una distribución de Fisher con $\kappa \geq 3$, la dirección real de la distribución, con probabilidad $(1-P)$, queda dentro de un cono de semi-ángulo α_{1-P} sobre el vector R , donde

$$\cos \alpha_{1-P} = 1 - \frac{N-R}{R} \left[\left(\frac{1}{P} \right)^{\frac{1}{N-1}} - 1 \right] \quad (4.7.L)$$

En paleomagnetismo es común usar $P = 0.05$ y los valores reportados para α_{95} , llamado círculo de confianza de 95%.

Si la dirección principal (D_m, I_m) es convertido a un polo paleomagnético. Los errores δD_m y δI_m asociados con α_{95} son

$$\alpha_{95} = \delta I_m = \delta D_m \cos I_m \quad (4.7.M)$$

Para (4.6.C) el error δI_m corresponde a un error δD_m en la colatitud, dada por

$$\delta \theta = \frac{1}{2} \alpha_{95} (1 + 3 \cos^2 \theta) \quad (4.7.N)$$

y el error de la declinación corresponde a un error δm en una dirección perpendicular al meridiano, dado por

$$\delta m = \alpha_{95} \frac{\sin \theta}{\cos I_m} \quad (4.7.O)$$

Así el círculo de confianza de 95% (α_{95}) para direcciones se transforma en un ovalo de confianza 95% ($\delta \theta, \delta m$) para el polo paleomagnético.

4.8 El Magnetómetro JR5

El magnetómetro JR5 AGICO (Advanced Geoscience Instruments Co. Brno) es un instrumento del laboratorio para obtener las medidas de magnetización remanente (MR) de muestras de roca para el estudio de sus propiedades magnéticas.

Todas las funciones son controladas por un microprocesador. El microprocesador controla las medidas, lleva a cabo la filtración digital de la señal y controla la velocidad de rotación de la muestra. El magnetómetro es controlado por una computadora externa que está en línea a una impresora de matriz. El magnetómetro JR5 tiene la capacidad de medir cuatro posiciones de un espécimen.

La muestra, de tamaño y forma, definida gira a una velocidad angular constante en la unidad de medición dentro de un par de bobinas. Un voltaje CA es inducido en las bobinas cuya amplitud y fase dependen de la magnitud y dirección del vector MR del espécimen. El voltaje se amplifica, se filtra y se digitaliza. Por análisis de Fourier la computadora calcula dos componentes rectangulares de la proyección de vector MR en el plano perpendicular al eje de rotación.

Tabla 4.B. ESPECIFICACIONES DEL MAGNETÓMETRO JR5

Tamaño nominal de la Muestra		
<i>porta muestra cilíndrico</i>	Diámetro	25.4 mm (+0.5, -1.0)
	Longitud	22.0 mm (+1.0, -1.0)
Velocidad de rotación		89.3 [rev/s]
Rangos de medición		1,6 [mA/m], 16 [mA/m],... [,] 1600 A/m,
Ruido		2.4 A/m
Sensibilidad		2.4 A/m
Unidades de medición		[A/m] ó [T]

La unidad de medición (Figura 4.G), tiene dos placas con un sistema de giro, una plataforma con un par de bobinas y una cubierta. La cubierta aísla a la muestra de los campos magnéticos externos.

Atado al vástago, montado en amortiguadores ajustables, una pantalla con 100+1 muescas interrumpiendo un haz de luz que es detectado por dos LED's infrarrojos sobre dos fototransistores. Éstos producen las señales de referencia que controlan la velocidad de rotación del espécimen y el proceso de digitalizar la señal de salida. Las bobinas de medición son protegidas con una triple cubierta. La velocidad de rotación del espécimen (89.3 rev/s) proviene de un cristal oscilador.

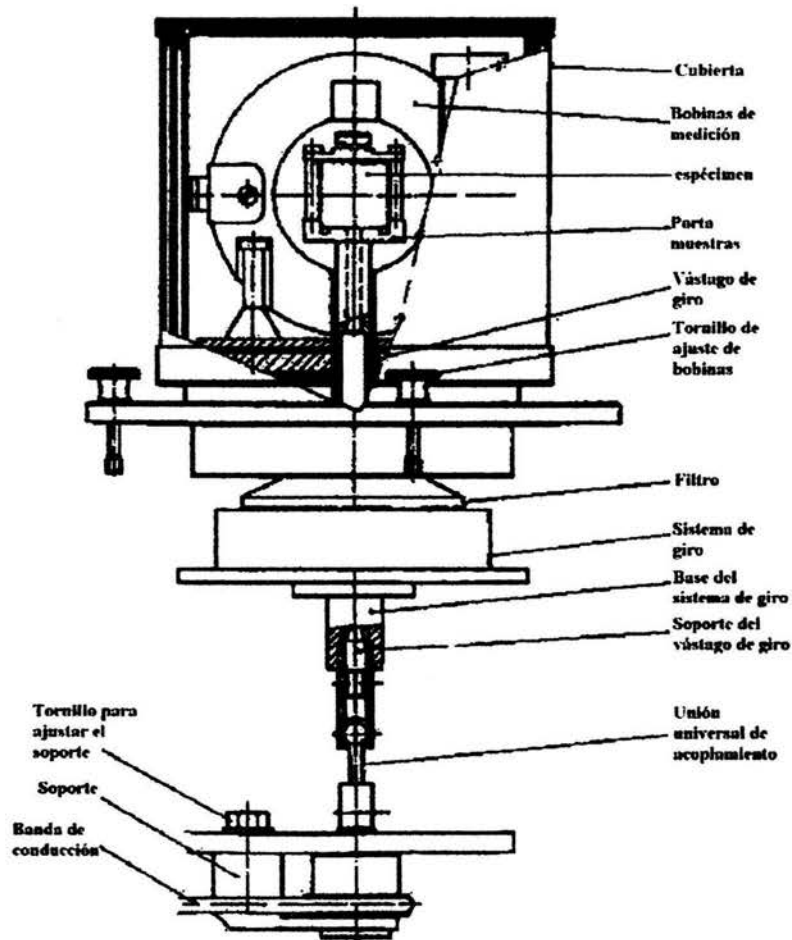


Figura 4.G. Unidad de medición del magnetómetro JR5, sistema de giro.

La unidad de control tiene un circuito electrónico con una señal procesada y evaluada, que controlan la velocidad del motor, un microprocesador y un display. Para comunicarse con la computadora, el instrumento es equipado con un canal serial RS-232C. La operación del magnetómetro es a través del teclado de una computadora externa via el canal serial RS-232C.

Debe ser calibrado el magnetómetro antes de comenzar con las mediciones. Para esto existe una muestra de calibración, con un valor específico de magnetización remanente MR, que debe coincidir con el valor arrojado por la medición del magnetómetro. La intensidad del error en la medición es de 3.5% (dependiendo de la temperatura del laboratorio).

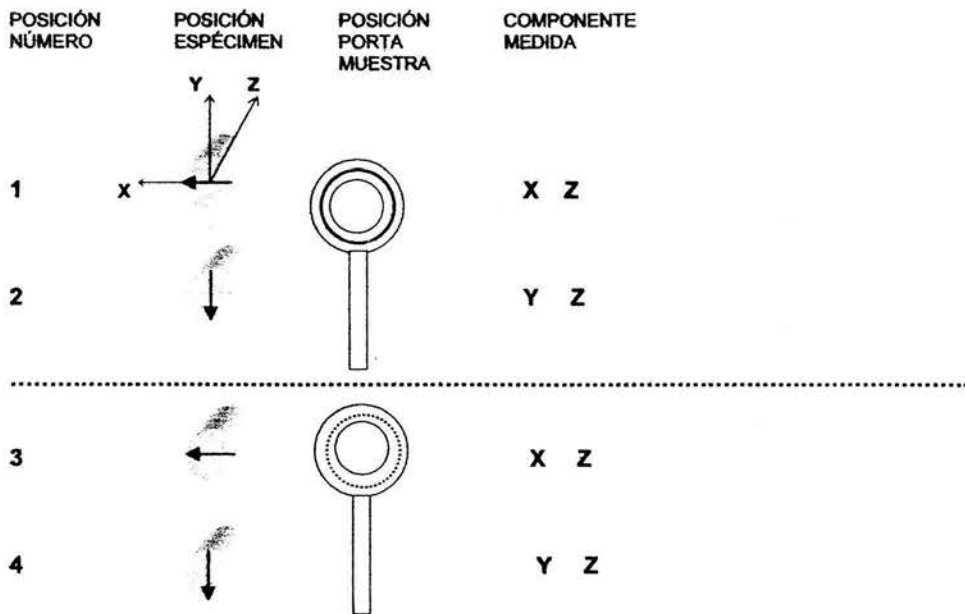


Figura 4.H. Porta muestra del magnetómetro JR5.

Después de ser calibrado, debe de obtenerse la magnetización remanente MR del porta muestra vacío para obtener el valor de corrección en el magnetómetro. La duración de tiempo para la obtención de una medida con el magnetómetro depende de la intensidad de la muestra a medir, por lo que la corrección del porta muestra consume un tiempo prolongado de medición de 100 s. Todos estos datos son guardados en la memoria RAM y estos valores son restados a todas las medidas.

Un núcleo es una muestra completa obtenida del suelo en forma de cilindro de 25.4 mm de diámetro y de un largo de 10 ó 15 cm, de manera que se pueda obtener tres o cuatro muestras de cada núcleo. La forma y tamaño del espécimen es un cilindro con un borde de 25.4 mm en diámetro y 22 mm de largo. Es suficiente medir las 4 posiciones de la Figura 4.H. Sí se usan cuatro posiciones de medición, debe notarse, que una de los tres componentes siempre es medida cuatro veces mientras que dos componentes son medidas sólo dos veces.

Las mediciones son controladas por la computadora externa. El programa **REMA5.EXE** sirve para controlar el instrumento vía el puerto serial COM1. El programa permite medir el vector de magnetización remanente, que puede ser convertido a un sistema gráfico o paleogeográfico. Los datos son registrados en código ASCII en un archivo binario en el sistema de coordenadas del espécimen.

Capítulo Cinco

El volcán Cerro Negro, Nicaragua

5.1. Información general del volcán Cerro Negro

El volcán Cerro Negro es un típico "cono de escoria" por la forma de cono influenciado por el estilo de sus erupciones (Macdonald, 1972). Williams y McBirney (1979) dijeron que los volcanes de tipo "cono de escoria" están contruidos por fuentes de fuego y por erupciones tipo estromboleano y están generalmente compuestas de escoria basáltica. Wood (1980) encontró que la mayoría de las erupciones cono de escoria duran menos de un año.

Cerro Negro se ubica dentro del complejo El Hoyo-Las Pilas-Cerro Negro (INETER, 1999), localizado al noroeste de Nicaragua (Figura 5.A), que es parte de una la cadena de casi 20 volcanes conocida como de los Marrubios o Maribios. La cima se ubica a 730 msnm y la base del cono esta por encima de los 475 msnm.

Información del volcán Cerro Negro, INETER (1999).



La proporción de magma es de $1.6 \text{ km}^3/1000$ años, que es de la misma magnitud de los estratovolcanes. La mayoría del material es piroclástico y ha sido depositado en el cono. Basados en sus registros históricos y un análisis de la ceniza depositada, el escenario típico de la erupción de Cerro Negro es de explosiones menores a la abertura principal (ver Figura 5.B), las cuales están usualmente acompañadas de pequeños flujos volcánicos de la abertura principal. La erupción más explosiva tuvo una columna de humo de 7.5 km durante su fase inicial. Las erupciones en Cerro Negro han ocurrido en seis episodios de 1 a 24 años de actividad seguido por, aproximadamente, 24 años de reposo. La producción de Cerro Negro tiene un rango alto en contenidos de Al_2O_3 , MgO, Cr y Niquel que constantemente corta la tendencia geoquímica general creada por los productos del EHLPCV y otras aberturas (McKnight, 1995).



Figura 5.B. Volcán Cerro Negro, la erupción de 1968. Archivo INETER (1982).

De acuerdo a Navarro & Viramonte (1996), Cerro Negro presenta dos tipos de actividad. Uno predominantemente estromboleana, cuando existe apertura de focos secundarios y emisiones que permiten la salida de lava y un período eruptivo prolongado (50-75 días) y

otro subpliniano, con eventos vulcaneanos, emisiones de columnas de mayor altitud, importante aporte de piroclastos y de corta duración (6-12 días).

El principal rasgo tectónico (Figura 5.C) del noroeste de Nicaragua es su depresión, que se extiende del norte al noroeste paralelo a la Trinchera de América Central entre la *Placa Oceánica de Cocos* y la *placa continental* llamada *bloque de Chortis* (Donnelly, *et al.*, 1990). El *bloque de Chortis* es una placa continental relativamente delgada (30–34 km). Cerro Negro se encuentra en la intersección N 70-O en la dirección de *Maribios* con un corto lineamiento volcánico con dirección N 25-O. Semejante situación implica que este lugar puede ser controlado estructuralmente y el estado eruptivo pudo ser influenciado por los cambios en las fuerzas tectónicas del lugar (McKnight, 1995).

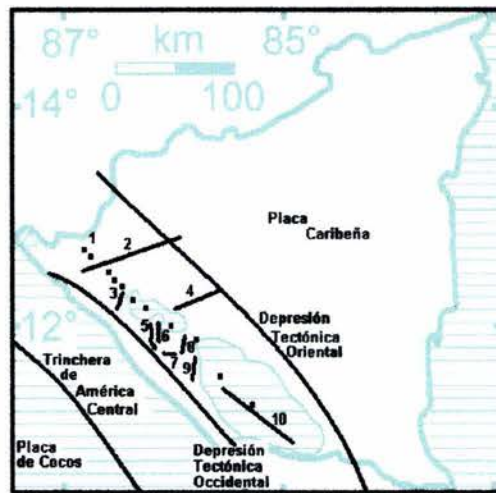


Figura 5.C. Mapa tectónico del noroeste de Nicaragua. Según Martínez y Noguera (1992). Los números se refieren a: (1) Frente Volcánico NE, (2) Falla El Sauce, (3) Lineamiento El Hoyo, (4) Falla Punta Huete, (5) Falla Mateare, (6) Lineamiento Nejapa, (7) Falla Las Nubes, (8) Falla Cofradia, (9) Lineamiento Posintepe, (10) Frente Volcánico SE.

5.2. Erupciones históricas del volcán Cerro Negro, 1850 – 1995.

Erupciones históricas del volcán Cerro Negro, 1850 – 1995. Según Mcknight, 1995.

13-22 de Abril, 1850.

Surge en este año, con efusión de coladas de lava entre el 13 y 22 de abril. La primera erupción del Cerro Negro fue un flujo de lava corriendo hacia el Oeste y la formación de un cono de ceniza con una altura de aproximadamente 45-60 m, que tuvo en su base de 180 m.

27 de Mayo, 1850.

Consistió solamente de ceniza expulsada por el cono.

14-30 de Noviembre, 1867.

Las explosiones abrieron una fisura entre los volcanes Las Pilas y Rota. Después de un par de días se localizaron dos cráteres, con una distancia entre ellos de 300 m.

22-29 de Noviembre, 1899.

Erupción de cono central.

28 de Octubre - 3 de Noviembre, 1914.

Erupción de cono central. Erupción explosiva.

20-30 Junio, 1919.

Actividad menor del Cerro Negro que depositó ceniza.

23 de Octubre - 11 de Diciembre, 1923.

Erupción de cono central con efusión de lavas. Esta parece ser la erupción más voluminosa de Cerro Negro. La altura del cono creció a 300 m aproximadamente y el diámetro del cráter se mantuvo en 70 m. Durante esta erupción flujos de lava salieron del cráter mayor y se dirigieron hacia el Noroeste y Noreste, pasando por los lados del Cerro La Mula. Al menos dos conos adventicios se formaron en la planicie N-NE del Cerro Negro y emitieron flujos de lava, bloques y ceniza. Otro flujo de lava se movió hacia el nordeste, según las observaciones del 29 de noviembre, ver Figura 5.D.

1933.

Caída de cenizas.

09-26 de Julio, 1947.

Erupción violentamente explosiva que llevó a evacuaciones forzadas de los pueblos al Oeste del Cerro Negro y en León. La erupción produjo una columna de ceniza que alcanzó entre 3 y 5 km de altura. El cono perdió más de la mitad de sus 300 m por las explosiones en el cráter. La lava había fluido por los lados Norte y Oeste. El flujo de lava tuvo una longitud de 600 m y un ancho de 400 m. El 18 de julio se reporta salida de dos flujos de lava, uno saliendo del cráter principal y otro del cono parásito en la falda NE. Ambos flujos se movieron hacia el nor.-noreste, teniendo el primero 1 km de ancho y 3 km de largo y el segundo, 1 km de ancho y 6 km de largo, respectivamente, ver Figura 5.D.

21 Noviembre - 17 Diciembre, 1950.

Un pequeño flujo de lava salió del cráter principal y cubrió el lado NE del cono.

04-24 de Septiembre, 1957.

Actividad explosiva y efusiva en el cráter. Un flujo de lava salió del cráter principal y se movieron hacia el NE, mientras otros, saliendo por conos adventicios, se movieron hacia el Norte. Bloques y cenizas también fueron emitidos por uno de los conos, ver Figura 5.D.

28 de Septiembre - Diciembre, 1960.

Se reporta erupción similar a la de 1957, pero más explosiva, ver Figura 5.D.

25 de Octubre, 1961.

Se reporta actividad explosiva de bajo nivel.

27-29 de Marzo, 1962.

Actividad explosiva y flujos de lava en el cráter central.

Marzo, 1963.

Una erupción de ceniza en el cráter central.

23 de Octubre - 10 de Diciembre, 1968.

Erupción de ceniza con flujo de lava saliendo de una boca al sur del cono principal.

21-23 de Diciembre, 1969.

Dos pequeñas erupciones de ceniza, salieron del cráter principal.

03-14 de Febrero, 1971.

Erupción explosiva con caída de material piroclástico continuado y erupción de cenizas con alturas de hasta 6 km.

1980.

Actividad fumarólica de hasta 340°C.

09-12 y 13-14 de Abril, 1992.

Esta erupción fue remarcada en reportes publicados como la más violenta en la historia reciente del volcán. Connor *et al.* (1993) categorizó la erupción como subpliniana, sobre la base de sus cálculos de la dinámica de la erupción y la altura de la columna observada.

24 de Mayo - 15 de Agosto, 1995.

Micro sismos y temblores. En el cráter central se observan fumarolas con temperaturas de unos 350° C.

19 de Noviembre - 4 de Diciembre, 1995.

Luego de seis meses de actividad eruptiva menor, bombas incandescentes fueron lanzadas a 300-400 m encima del borde del cráter formado en 1992; lanzamiento de cenizas, flujos de lava, hacia el Norte que avanzaron aproximadamente 1.5 km de distancia, por 400 m de ancho y 5 m de espesor promedio. Algunas columnas de cenizas se elevaron hasta 6 km por encima del cráter.

En resumen, la erupción construyó un nuevo cráter y flujos de lava dentro del cráter, enviando flujos lávicos hacia abajo a una distancia de 1.5 km en el flanco Norte y depositando cenizas por al menos 200 km², ver Figura 5.D (INETER, 1995).

05 de agosto, 1999.

El tipo de erupción que se presentó fue estromboleana, freática y moderada. Esto originó el nacimiento de tres nuevos y pequeños cráteres (nominados por INETER como cráter 1, cráter 2 y cráter 3).

En esta erupción de Cerro Negro de agosto de 1999, se destaca la activación de un sistema de fallas hasta distancias de casi 20 km del lugar de la erupción volcánica, en un área de 600 km² liberándose sismos destructivos durante ese proceso.

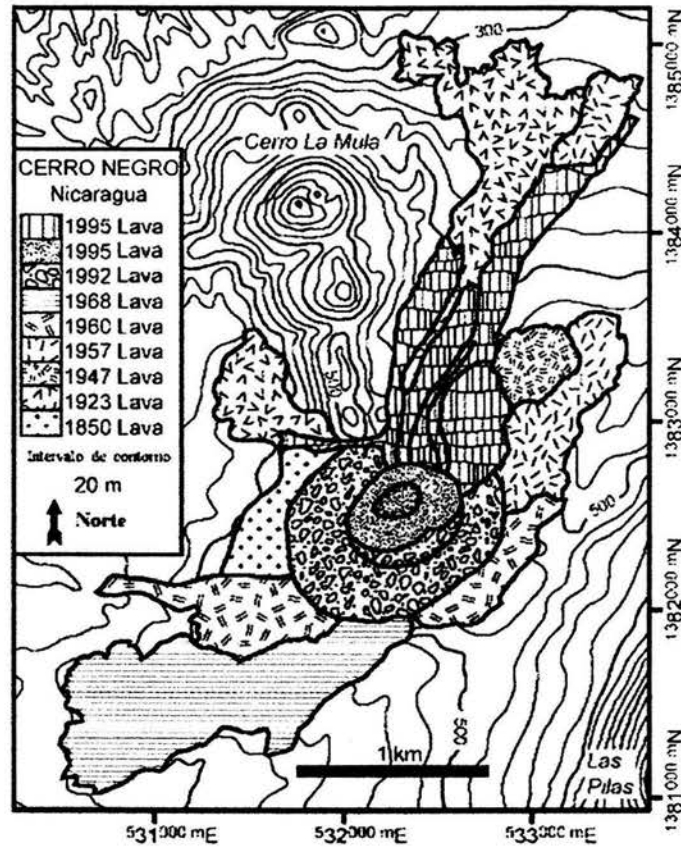


Figura 5.D. Lavas de Cerro Negro, según Viramonte y Di Scalia (1970). No se muestran los depósitos que cubren con un manto las lavas occidentales. La elevación de la cúspide de Cerro La Mula está basado en un mapa topográfico de 1:50 000. Las lavas de la erupción de 1995 cubrieron un área de 0.65 km² principalmente al norte de Cerro Negro, El fluido de la lava fue en promedio de un espesor de 2 y 10 m.

5.3. Datos adicionales

PETROGRAFÍA: Presenta bombas y escorias basálticas (plagioclasa 30%, olivinos 5% y piroxenos 1%) y xenolitos ácidos.

GEOQUÍMICA: La composición de los materiales constitutivos del volcán son en general de tipo basalto olivínico, existiendo algunos xenolitos de tipo gabroide y otras veces de tipo pomáceo ácido (Viramonte *et al.*, 1971).

Índice de explosividad volcánica (IEV): 8 (1971, 1992, 1995) de Newhall & Self, 1982.

Tabla 5.A. Datos de erupciones de Cerro Negro. Según McKnight (1995).

Año	Duración días	Re-poso años	Cono altura* m	Base diámetro m	Cráter diámetro m	Cráter profundidad. m	Cono volumen km ³	Caída volumen km ³	Lava volumen km ³	Volumen total km ³
1850	10	0.00	50	100	20	?	0.0001	0.0002	0.0054	0.006
1867	16	17.5	60	200	60	?	0.0006	0.0034	N.A.	0.010
1899	7	32.0	50	240	100	40	0.0008	Tr	N.A.	0.011
1914	6	14.9	?	?	?	?	?	0.0013	N.A.	0.012
1919	10	4.6	?	?	?	?	?	Tr	N.A.	0.012
1923	49	4.3	≈200	550	70	50	0.0090	0.0077	0.0100	0.039
1929	19	5.2	?	?	?	?	?	Tr	0.0001	0.039
1947	13	18.4	60-130	550	250	75	0.0032	0.0110	0.0038	0.051
1948	1+	0.7	?	?	?	?	?	Tr	N.A.	0.051
1949	1+	1.2	?	?	?	?	?	Tr	N.A.	0.051
1950	26	1.5	130-230	600	150	75	0.0164	0.0013	0.0001	0.068
1954	1+	3.1	?	?	?	?	?	Tr	N.A.	0.068
1957	20	3.6	?	?	?	?	?	0.0013	0.0045	0.074
1960	89	3.0	250	775	130	50	0.0153	0.0005	0.0052	0.095
1961	1+	0.8	?	?	?	?	?	tr	N.A.	0.095
1962	2	0.4	?	?	?	?	?	tr	N.A.	0.096
1963	1+	1.0	?	?	?	?	?	tr	N.A.	0.096
1968	48	5.7	230	875	160	60	0.0082	0.0045	0.0069	0.115
1969	10	1.0	?	?	?	?	?	tr	N.A.	0.115
1971	10.6	1.1	160-246	1000	300	75	0.0129	0.0139	tr	0.142
1992	3.6	21.2	90-210	1050	400	90	-0.0011	0.0110	N.A.	0.152
1995	79.0	3.1	tr	Tr	tr	tr	tr	tr	tr	0.152
1995	13.0	0.3	90-240	1050	150	50	0.0025	0.0013	0.0037	0.160
1999	3	3.8	N.A.	N.A.	N.A.	N.A.	?	0.017	?	0.017
Total	439	148.4	N.A.	N.A.	N.A.	N.A.	0.0615	0.0744	0.0397	N.A.

Nota: El volumen en densidad-roca equivale. N.A. –no aplicable; ? –variaciones dichas pero no reportadas; tr = pequeñas variaciones apreciadas que ocurrieron. *Cono altura con dos valores indica asimetría del cono con una altura mínima en el cuadrante nordeste y una altura máxima en el cuadrante suroeste.

Capítulo Seis

Mediciones en el Laboratorio

6.1. Las muestras del volcán Cerro Negro

Se tomaron 50 núcleos de cinco flujos del volcán Cerro Negro para analizarlas en el laboratorio. Los núcleos representan cinco erupciones importantes del volcán Cerro Negro, estas son las erupciones de 1923, 1947, 1957, 1960 y 1995. Los sitios de los que se tomaron los núcleos se seleccionan de acuerdo a la ubicación y forma del suelo, evitando que se trate de lugares erosionados o accidentados. Los flujos elegidos mostraron ser los más adecuados de acuerdo a los datos tanto de campo como a los registros de las erupciones (ver sección 5.2 y Figura 5.D).

De cada núcleo se obtuvieron tres muestras, de acuerdo a las dimensiones establecidas en la sección 4.8, para ser analizadas por los métodos paleomagnéticos vistos en la sección 4.5 y medir las direcciones magnéticas con el magnetómetro JR5. Cada núcleo se numeró en el campo y se organizó en el laboratorio la relación de éstos de acuerdo a la Tabla 6.A.

Para identificar a las muestras magnéticas responsable de la magnetización remanente y obtener información sobre su estabilidad paleomagnética, varios experimentos de magnetismo de rocas se llevaron a cabo. Estos experimentos incluyeron: a) las medidas del índice de viscosidad, b) Tratamientos por campo alterno y la desmagnetización térmica, c) las medidas de curvas continuas termomagnéticas (susceptibilidad vs temperatura), y d) los experimentos del histéresis.

Tabla 6.A. Relación de los núcleos tomados de los flujos del volcán Cerro Negro.

Erupción	1923	1947	1957	1960	1995
Sitio	NI - 01	NI - 02	NI - 03	NI - 04	NI - 05
N Ú C L E O S	02C033	02C024	02C011	02C001	02C042
	02C034	02C025	02C012	02C002	02C043
	02C035	02C026	02C013	02C003	02C044
	02C036	02C027	02C014	02C004	02C045
	02C037	02C028	02C015	02C005	02C046
	02C038	02C029	02C016	02C006	02C047
	02C039	02C030	02C017	02C007	02C048
	02C040	02C031	02C018	02C008	02C049
	02C041	02C032	02C019	02C009	02C050
			02C020	02C010	
		02C021			
		02C022			
		02C023			

6.2. Índice de viscosidad

La determinación del índice de viscosidad (Thellier y Thellier, 1944; Prévot *et al.*, 1983) permite estimar la capacidad de una muestra para adquirir una magnetización remanente, viscosa y usada para obtener información sobre su estabilidad magnética. Para este propósito, se pusieron las muestras durante 15 días con uno de sus ejes alineado con el campo magnético de Tierra. Después de medir su magnetización (M_d), estas se pusieron otros 15 días en un espacio campo-libre y la magnetización (M_0) fue medida nuevamente. Este procedimiento permite calcular el índice de viscosidad $V = [(Z_d - Z_0) : M_{nrm}] \times 100$, donde Z_d y Z_0 son respectivamente las componentes de magnetización de M_d y M_0 las cuales son paralelas al campo de magnetización. M_{nrm} es la intensidad natural de magnetización remanente. Se sometieron una muestra de cada núcleo a estos experimentos y aunque los índices de viscosidad variaron entre 0 y 16.8, la mayoría de los valores era

más bajo que 10%. Generalmente hablando, las muestras estudiadas muestran una capacidad relativamente baja de adquirir una magnetización remanente viscosa.

6.3. Tratamiento magnético

Se hicieron medidas de magnetización remanente usando el magnetómetro JR5. Aplicando campos alternos (AF) se desmagnetizaron las muestras en pequeños intervalos de desmagnetización AF hasta llegar a un campo de 100 mT. Aplicando desmagnetización térmica en intervalos de decenas de grados centígrados hasta llegar a 600°C usando un horno Schonstedt con un campo magnético residual del orden de 10 a 15 nT. Una magnetización característica fue determinada por el método de los mínimos cuadrados (Kirschvink, 1980), con más de 5 puntos usados para esta determinación.

Las direcciones de inclinación y declinación obtenidas de cada muestra tomada para cada núcleo fueron promediadas por flujos (1923, 1947, 1957, 1960 y 1995), según se trató en la sección 4.5 y los parámetros estadísticos calculados asumiendo una distribución tipo Fisheriana de acuerdo con la sección 4.7. Todas las muestras (que es una muestra por núcleo) se desmagnetizaron progresivamente usando los dos métodos de desmagnetización (desmagnetización térmica y desmagnetización de AF). Todas las muestras tuvieron una sola componente de magnetización, observada tanto en los tratamientos de campo térmico como por campos alternos, en la Figura 6.A y Figura 6.B se puede observar esto en los diagramas de Zijdeveld de ocho muestras señalando que las muestras restantes mostraban un comportamiento similar.

La mayoría de las remanencias fue removida por temperaturas entre 500 y 575°C, esto se puede apreciar en los diagramas de Zijdeveld de la Figura 6.B, que según el diagrama

ternario $\text{FeO-TiO}_2\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (Figura 4.C) es común para titanomagnetitas pobres en Ti (probablemente el resultado de una oxiexsolución, Merrill *et al.* 1996).

Por otro lado, los campos destructivos medios (MDF) fueron generalmente entre 35 a 50 mT, esto puede apreciarse en los diagramas de Zijderveld de la Figura 6.A, haciendo pensar en los cristales de dominio pseudo-simple como portadores de magnetización remanente (Dunlop y Özdemir, 1996).

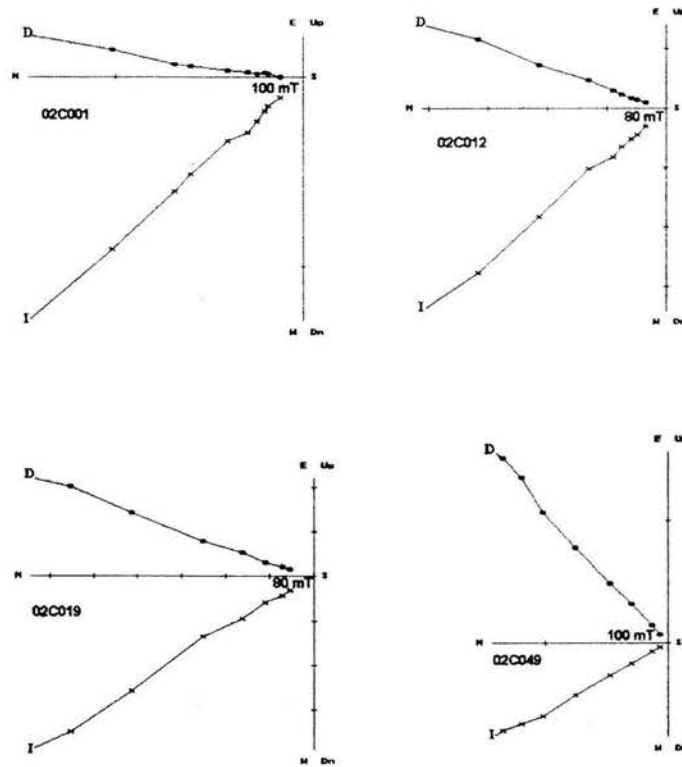


Figura 6.A. Diagramas de Zijderveld por desmagnetización progresiva por Campos Alternos (AF). (o) muestra el plano horizontal y (x) el plano vertical. Sé puede observar que sólo existe una dirección (magnetización primaria) hasta un campo externo aplicado de 100 mT.

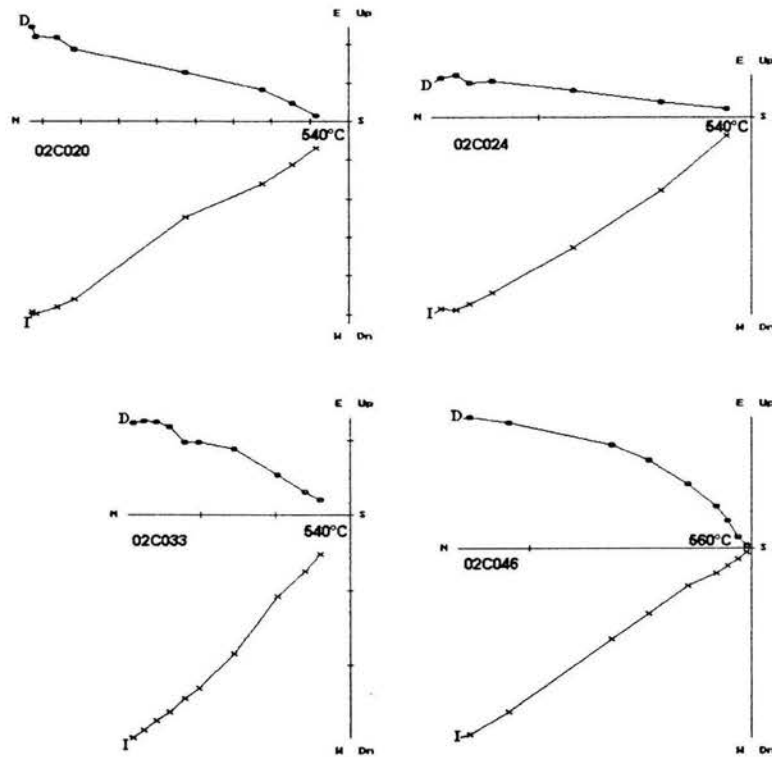


Figura 6.B. Diagrama de Zijderverld por desmagnetización progresiva térmica. (o) muestra el plano horizontal y (x) el plano vertical. Para la desmagnetización térmica también, sólo existe una dirección (magnetización primaria) hasta temperaturas de 540–560°C.

Las paleodirecciones promedio por cada flujo son determinadas, usando todas las muestras de cada núcleo, en base a la estadística Fisheriana vista en la sección 4.7. Se obtuvieron las direcciones de inclinación y declinación; así como el círculo de confianza de 95% (α_{95}) asociado al error de inclinación y declinación de la dirección principal (ec. 4.7.N), todos los valores de α_{95} menores de 10%. Anexando el parámetro de precisión de Fisher (k) que representa la dispersión de la precisión (recordando que en el caso extremo,

cuando $k \rightarrow \infty$ la distribución se concentra en un punto). Finalizando con la paleodirección total de los flujos del volcán Cerro Negro del campo geomagnético desde 1923 hasta 1995, en base a la estadística Fisheriana. Todos estos datos se muestran en la Tabla 6.B.

Tabla 6.B. Representación de paleodirecciones medidos por flujos de lava del volcán Cerro Negro de diferentes años y el resultado.

Año de la Erupción	Sitio	n/N	Inc	Dec	α_{95}	K
1923	NI-01	8/11	44.7°	27.2°	2.4	550
1947	NI-02	8/9	39.9°	5.3°	2.2	645
1957	NI-03	8/11	33.8°	16.2°	3.2	264
1960	NI-04	10/10	37.6°	2.9°	2.8	301
1995	NI-05	5/9	36.9°	19.4°	6.2	151
R E S U L T A D O						
1923-1995	NI-01 a NI-05	29/40	36.0°	15.0°	3.5	55

6.4. Curvas de susceptibilidad vs temperatura

Una muestra de cada flujo fue calentada hasta casi 600°C a una razón de 20°C/min. La temperatura de Curie fue determinada por el método Prévot *et al.* (1983). Se observaron dos tipos diferentes de conducta durante los experimentos de susceptibilidad (ver Figura 6.C): En primer caso, la curva indica la presencia de titanomagnetitas pobres en Ti. Sin embargo, las curvas de enfriamiento y de calentamiento no son absolutamente reversibles, probablemente debido al bajo valor inicial de susceptibilidad magnética.

En algunos casos, las curvas muestran dos fases de termomagnetismo diferentes durante el calentamiento. Los bajos puntos de Curie apuntan rangos entre 250-300°C y el más alto

es aproximadamente 500°C. La curva de enfriamiento muestra sólo una fase, con una temperatura de Curie cerca a la de la titanomagnetita pobre en Ti. Las cuales son curvas irreversibles k-T que pueden ser explicadas por las titanomaghemitas que probablemente se transformó en magnetita (Readman y O'Reilly, 1972; Özdemir, 1987) durante el calentamiento.

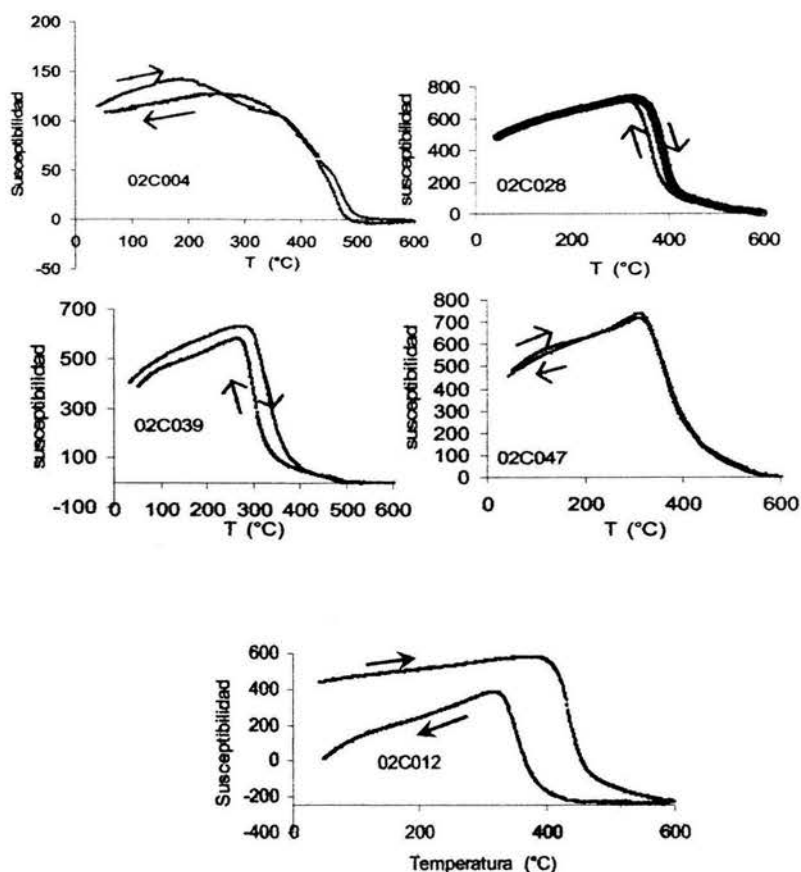


Figura 6.C. Gráficas de susceptibilidad vs temperatura, donde se representa la reversibilidad de la curva de calentamiento y enfriamiento.

6.5. Histéresis magnética

Para saber de que tan factibles son las muestras de poseer una magnetización remanente, la histéresis magnética es de alguna forma condición, aunque no suficiente, para obtener información (ver Sección 4.2). Por lo tanto, se realizaron medidas de histéresis a temperatura ambiente en todas las muestras usando el aparato Micromag AGFM, en campos hasta de 1.4 Tesla. La magnetización remanente de saturación (M_r), la magnetización de saturación (M_s) y fuerza coercitiva (H_c) se calculó después de la corrección para la contribución diamagnética y paramagnética (Figura 6.D). La remanencia coercitiva (H_{cr}) fue determinada aplicando progresivamente campos inversos crecientes hasta la saturación (ver Figura 6.F). Son graficados algunos ciclos de histéresis típicas en la Figura 6.D.

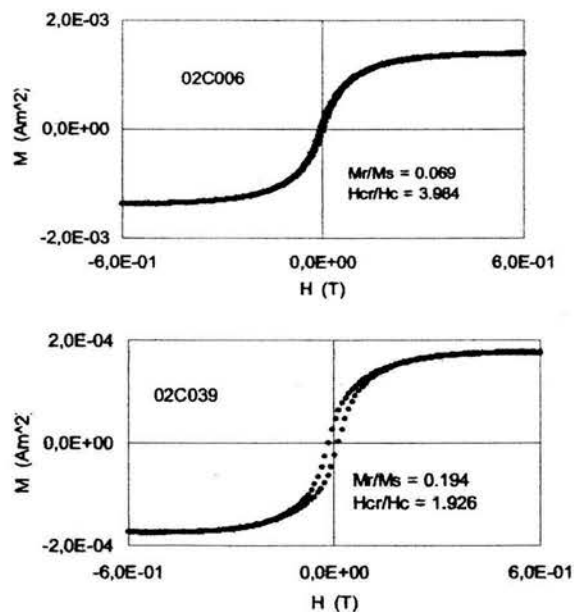


Figura 6.D. Gráficas de histéresis de algunas muestras de los flujos volcánicos de Cerro Negro que muestran el ciclo de histéresis y los datos de M_r/M_s y H_{cr}/H_c necesarios para identificar si las muestras presentan multidominios (MD), pseudo dominios (PSD) o dominios sencillos (SD).

Con estos valores (M_r , M_s , H_c , H_{cr}) de los parámetros de histéresis los pseudo-dominios sencillos (PSD) de los granos parecen ser responsables de la remanencia, esto se puede ver al graficar en el diagrama de Day (Day, 1977) los cocientes de M_r/M_s y H_{cr}/H_c mostrado en la Figura 6.E.

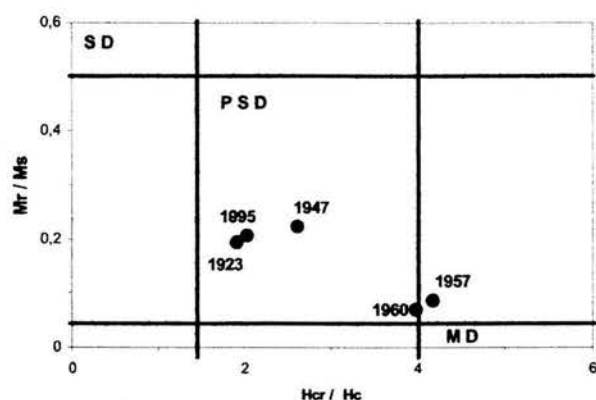


Figura 6.E. Diagrama de Day. El Diagrama muestra a que dominio (dominio sencillo SD, pseudo dominio sencillo PSD o multidominio MD) pertenecen las muestras al graficar los cocientes de M_r/M_s vs H_{cr}/H_c .

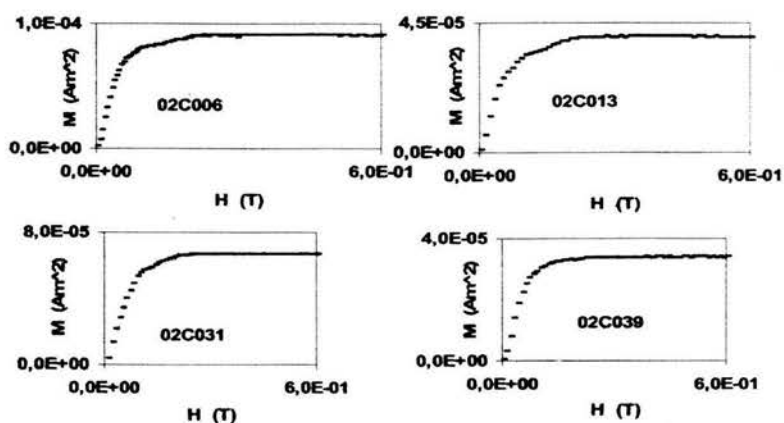


Figura 6.F. Gráficas de la IRM (magnetización de remanencia isoterma) de algunas de las muestras que fueron sometidas al proceso de histéresis.

Las curvas de IRM (magnetización de remanencia isoterma) fueron muy similares para todas las muestras, en la Figura 6.F se muestran a manera de ejemplificar esta semejanza. Se alcanza una saturación H_{cr} en campos moderados del orden de 150-200 mT lo cual revela que las titanomagnetitas son los principales portadores de la remanencia.

6.6. Incorporación de los resultados de Cerro Negro con datos del IGRF

Los observatorios geomagnéticos más cercanos al volcán Cerro Negro pueden aportar un importante comparativo entre los datos de las paleodirecciones encontradas para Cerro Negro (Tabla 6.B). La Tabla 6.C muestra la localización de los dos observatorios más cercanos al volcán Cerro Negro ya que en Nicaragua no cuenta con un observatorio geomagnético.

Tabla 6.C. Localización de los observatorios de Teoloyucan y Chiripa

OBSERVATORIO	LATITUD	LONGITUD	ALTITUD
Teoloyucan	19.75°	-99.19°	2.28 km
Chiripa	10.44°	-84.91°	1.10 km
VOLCÁN	LATITUD	LONGITUD	ALTITUD
Cerro Negro*	12.51°	-86.70°	0.73 km

*Nicaragua no cuenta con observatorio geomagnético

Las posiciones X , Y y Z medidas en el observatorio de Teoloyucan (TEO) han sido aportadas al modelo del campo geomagnético del IGRF, igual que lo ha hecho otros observatorios magnéticos (Sección 3.7). Por tal razón, los datos de Inclinación, Declinación

e Intensidad de TEO mostrados en la Figura 6.G coinciden para los periodos de 1923 a 1995.

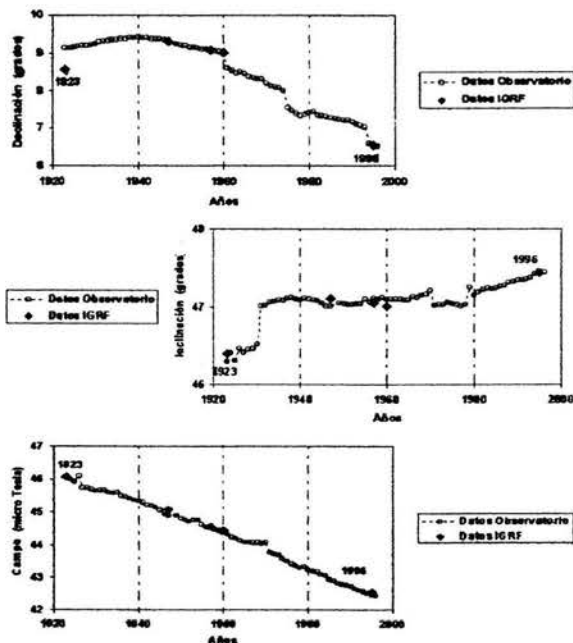


Figura 6.G. Comparación de los datos registrados en la localidad de Teoloyucan por el observatorio de Teoloyucan y los datos IGRF. Se puede observar como caen la mayoría de los datos sobre la misma curva.

De la misma manera, para la localidad de Chiripa, el observatorio geomagnético de Costa Rica (Chiripa) ha aportado datos de los parámetros del campo geomagnético. Pero al ser un observatorio joven sólo se consiguió comparar un solo dato (1995) que también es muy semejante a los datos del modelo del campo geomagnético del IGRF en términos de magnitud. La Figura 6.H muestra estas comparaciones tanto para la declinación, inclinación e intensidad para los datos que tiene el observatorio que va de 1984 a 1995. En términos de

inclinación y declinación magnética, hay una diferencia muy notoria entre la medición del observatorio de Chiripa y de IGRF. Esta diferencia probablemente refleja los problemas relacionados a la calibración de los magnetómetros empleados.

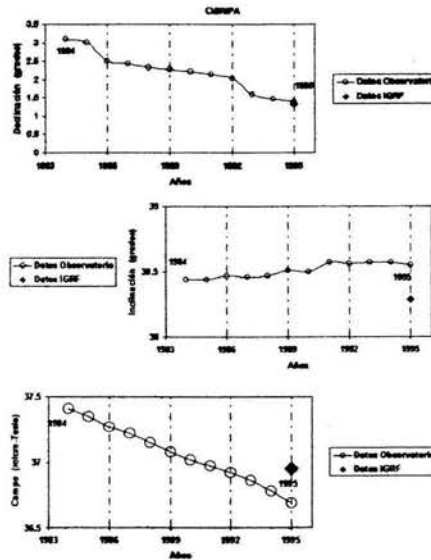


Figura 6.H. Comparación de los datos registrados para la localidad de Chiripa por el observatorio de Chiripa y los datos IGRF. Dado que este observatorio comenzó a operar desde 1984–1985 los datos que puede brindar no son suficientes para hacer una mejor comparación.

6.7. Relación de los datos de IGRF para la localidad de Cerro Negro

Los datos del IGRF son empleados como un modelo estándar del campo geomagnético, como se discutió en la sección 3.7; así, cualquier dato del campo medido en la superficie para cualquier sitio en la Tierra debe ser comparable a este modelo. Se realizó esta comparación directa del registro de variación secular de Cerro Negro obtenido por métodos paleomagnéticos con los datos de IGRF para la latitud y longitud del centro de Nicaragua. La Figura 6.I reúne los datos obtenidos en el laboratorio según la Tabla 6.B y los datos respectivos que sugiere el modelo internacional de referencia del campo magnético (IGRF).

Los patrones de variación de campo magnético de la Tierra en dicha localidad difieren significativamente según lo muestra la Figura 6.I.

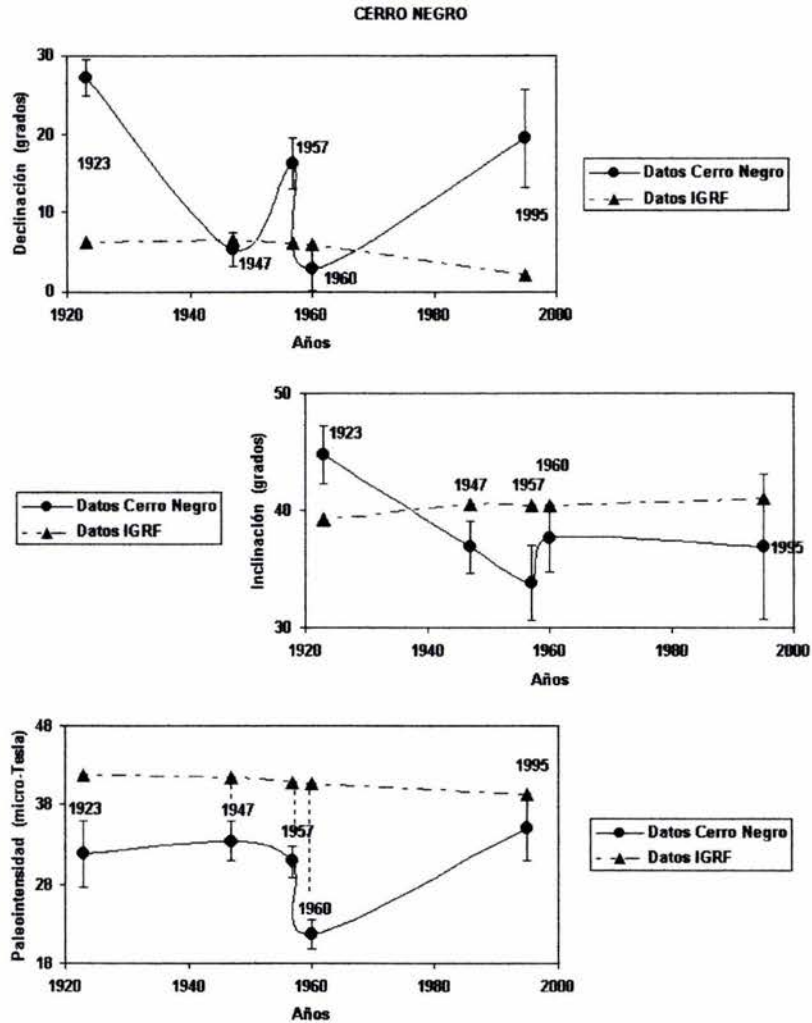


Figura 6.I. Gráficas de los datos de las muestras de Cerro Negro y de los datos de IGRF. Los datos abarcan las fechas de 1923 hasta 1995, haciendo notar que únicamente se están graficando cinco fechas.

En la sección 6.6, gráficas semejantes a las mostradas en la Figura 6.I se ajustaron a los datos del IGRF. Sin embargo, los resultados obtenidos de la Tabla 6.B y los datos aportados del IGRF no muestran esa semejanza.

En la gráfica correspondiente a la inclinación (Figura 6.I), por ejemplo, los resultados y los datos del IGRF no son semejantes. Mientras que en la gráfica de la declinación se puede observar que los resultados y los datos llegan a tener una diferencia de hasta 20°, coincidiendo los resultados únicamente para los flujos de 1947 y 1960. Sin embargo, hay que recordar que en Nicaragua no hay observatorios geomagnéticos y que los datos para Nicaragua en la comunidad de Cerro Negro del IGRF son sólo teóricos. La gráfica de la intensidad tampoco se ajusta a los datos aportados del IGRF, estos se encuentran a una mayor intensidad.

Por lo tanto, los resultados de las direcciones geomagnéticas no coinciden con los datos aportados del IGRF. Es importante señalar esta diferencia ya que las muestras analizadas no sugieren errores de laboratorio basados en los datos obtenidos de ellas. Esto se puede apreciar observando las gráficas representativas de las figuras mostradas en este capítulo. Es decir, las muestras se comportaron de manera muy similar en cuanto a las direcciones geomagnéticas, a pesar de haber sido analizadas por diferentes métodos paleomagnéticos.

Conclusiones

Los experimentos realizados con las muestras de los núcleos de Cerro Negro de magnetismo de rocas confirman una concentración importante de minerales magnéticos en la mayoría de las rocas, con el grado de viscosidad magnética adecuada para un registro geomagnético confiable, los resultados expuestos en la sección 6.2 sobre el índice de viscosidad lo demuestran. Los espectros de coercitividad y temperatura de desbloqueo de la NRM (magnetización remanente natural) revelan que los portadores de la remanencia son magnetitas o titanomagnetitas de bajo contenido de titanio, esto se puede apreciar basados en el diagrama ternario FeO–TiO₂–Fe₂O₃ (Figura 4.C) dado que los resultados de la sección 6.3 del tratamiento magnético muestran que la mayoría de las remanencias fue removida por temperaturas entre 500 y 575°C esto se observa en las gráficas de la Figura 6.C al observar que la caída de estas curvas corresponde justamente a estas temperaturas. El diagrama ternario FeO–TiO₂–Fe₂O₃ muestra que bajo estas temperaturas se encuentra la serie de soluciones de las titanomagnetitas que van de magnetita a ulvoespinela. Los resultados sobre estas temperaturas nos permiten decir que los portadores están más cercanos a magnetita que a ulvoespinela permitiendo pensar que existe baja presencia de titanio.

Los parámetros de ciclos de histéresis representados en *diagrama de Day* (Figura 6.E) muestran la presencia de proporciones variables de una mezcla de granos SD y MD. Es decir, tenemos la presencia de granos de PSD común para las rocas volcánicas (Day, 1977).

La desmagnetización de NRM revela una única componente direccional, dirección primaria, asociada a una fase magnética muy estable que se observó en todas las muestras según sus diagramas de Zijderverld y en las Figuras 6.A y 6.B, gráficas representativas de

todas las muestras analizadas, se puede apreciar claramente. Sin embargo, las paleodirecciones determinadas difieren significativamente de las direcciones geomagnéticas, basada en el modelo de IGRF2000, según lo muestran las gráficas de la Figura 6.I.

Dada ésta diferencia pueden mencionarse hipótesis alternativas para explicar esta falta de aproximación entre ambos datos. La Figura 6.I nos muestra que las direcciones geomagnéticas no se ajustan a los datos teóricos del IGRF. La gran discrepancia entre las direcciones geomagnéticas y las esperadas aun es enigmática.

En la búsqueda para una explicación sobre esta diferencia en la declinación que va de 3 a 20°, dos posibles factores pueden estar involucrados: **(a)** la deformación interna del flujo de lava y el movimiento de bloques y frentes de lava después de enfriamiento del magma debajo de las temperaturas de bloqueo durante la orientación de lava; y **(b)** fuertes anomalías del campo magnético debido a profundas fuentes intrusivas.

Otra explicación alternativa es la persistencia de una anomalía del campo geomagnético en el Océano Pacífico alrededor del ecuador sugerido por muchos autores (Elmaleh, *et al.*, 2001). Ellos sugieren una fuerte anomalía de inclinación negativa ($\sim -10^\circ$) en el Pacífico del Sur durante el "Chron Bruhnes" y una anomalía similar en México y América Central (Elmaleh *et al.*, 2001).

Sin embargo, se necesitan más estudios, involucrando el mayor número de lavas para confirmar que las diferencias en la declinación encontradas en el volcán Cerro Negro es una característica general en esta región de América Central.

Referencias

- Alfvén, H. (1942).** *On the existence of electromagnetic-hydromagnetic waves.* Arkiv. f. Mat. Astron. Fysik, No. 2 (7 pp).
- Alfvén, H. (1950).** *Cosmical Electrodynamics.* Oxford University Press, New York, 237 pp.
- Blackett, P.M.S. (1947).** *The magnetic field of massive rotating bodies.* Nature, 658–666.
- Blackett, P.M.S. (1952).** *A negative experiment relating to magnetism and the earth's rotation.* Phil. Trans. Roy. Soc. London, 309–370.
- Brunhes, B. (1906).** *Recherches sur le direction d'aimantation des roches volcaniques.* J. Phys., 705–724.
- Buddington, A.F. y Lindsley, A.F. (1964).** *Iron–titanium oxide minerals and synthetic equivalents.* J. Petrol., 310–357.
- Bullard, E.C., Everett, J.E. y Smith, A.G. (1965).** *A Symposium on Continental Drift.* IV. The fit of the continents around the Atlantic. Phil. Trans. Roy. Soc. London, 41–51.
- Butler, R.F. (1992).** *Paleomagnetism.* Blackwell Scientific Publications, Boston, 16–135.
- Connor, C.B., Powell, L., Strauch, W., Navarro, M., Urbina, O., y Rose, W.I. (1993).** *The 1992 Eruption of Cerro Negro, Nicaragua: An example of a plinian-style eruption at a small basaltic cinder cone.* (abstr.) EOS, Transactions, 74(43): 640 pp.
- Cowling, T.G. (1934).** *The magnetic field of sunspots.* Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 39–38.

-
- Creer, K.M., Irving, E. y Runcorn, S.K. (1954).** *The direction of the magnetic field in remote epochs in Great Britain.* J. Geomag. Geoelect., 163–168.
- Creer, K.m., Thompson, R., Molyneux, L. y Mackerenth, F.H. (1972).** *Geomagnetic secular variation recorded in the stable magnetic remanence of sediments from Argentina.* Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 199–221.
- Chapman, S. y Bartels, J. (1962).** *Geomagnetism.* Vol 1 y 2; 2da edición. Oxford University Press, Oxford, 1049pp.
- Chapman, S. y Ferraro, V.C.A. (1931).** *A new theory of magnetic storms.* Terr. Magn. Atmosph. Elec., 77 y 171.
- Chapman, S. y Ferraro, V.C.A. (1932).** *A new theory of magnetic storms.* Terr. Magn. Atmosph. Elec., 147 y 421.
- Chapman, S. y Ferraro, V.C.A. (1933).** *A new theory of magnetic storms.* Terr. Magn. Atmosph. Elec., 79–96.
- Chevalier, R. (1925).** *L'aimantation des laves de l'Etna et l'orientation du champ terrestre en Sicile du XII and XII siecle.* Ann., 5–162.
- David, P. (1904).** *Sur la stabilité de la direction d'aimantation dans quelques roches volcaniques.* C.R. Acad Sci. Paris, 41–42.
- Day, R. (1977).** *TRM and it's variation with grain size.* J. Geomag. Geoelect., 233–265.
- Donnelly, T.W., Horne, G.S., Finch, R.C., López-Ramos, E. (1990).** *Northern Central America; The Maya and Chortis block, in San Dengo.* G., y Case, J.E., eds., *The Caribbean region: The Geology of North America*, v.H. Geological Society of America. Boulder, Colorado.
- Dunlop, D. y Özdemir, Ö. (1997).** *Rock-Magnetism, fundamentals and frontiers.* Cambridge University Press, 573 pp.

- Dunlop, D.J. (1990).** *Developments in rock magnetism.* Rep. Prog. Phys., 707–792.
- Dunlop, D.J. y Özdemir, O. (1996).** *Effect of the grain size and domain state on paleointensity determination.* Eos, Transactions, American Geophysical Union 77, No. 46 (19921112): 162.
- Elmaleh, A., Valet, J-P. y Herrero-Bervera, E. (2001).** *A map of the Pacific geomagnetic anomaly during the Bruhnes chron.* Earth Planet. Sci. Lett. 193, 315–332.
- Elmore, R.D. y McCabe, C. (1991).** *The occurrence and origin of remagnetization in the sedimentary rocks of North America.* Rev. Geophys., (Suppl.), 377–383.
- Fisher, R.A. (1953).** *Dispersion on a sphere.* Proc. Roy. Soc. London, 295–305.
- Folgerhaiter, G. (1899).** *Sur les variations de l'inclinaison magnétique dans l'antiquité.* J. Phys. Ser 3., 5–16.
- Fuller, M.D. (1970).** *Geophysical aspects of paleomagnetism.* CRC Crit. Rev. Solid State Sci., 137–219.
- Gauss, C.F. (1839).** *Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus.* En Resultate aus den Beobachtungen magnetischen Vereins im Jahre 1838, p. 1–57. (Reimpresa en Werke, 121–193, Gottingen, 1877; Traducida por Sabine, E., en Taylor, R, Scientific Memoirs Vol. 2, R & J. E. Taylor, London, 1841).
- Gold, T. (1959).** *Motions in the magnetosphere of the Earth.* J. Geophys Res., 1219–1224.
- Graham, J.W. (1949).** *The stability and significance of magnetism in sedimentary rocks.* J. Geophys. Res., 131–167.
- Griffiths, D.H. (1953).** *Remanent magnetism of varved clays from Swedden.* Nature, 539.

- Haggerty, S.E. (1976).** Cap. 4 y 8. En *Oxide Minerals* (Douglas Rumble III, ed.) Southern Printing Co., Blacksburg, Virginia.
- Haggerty, S.E. (1978).** *Mineralogical constraints on Curie isotherms in deep crustal magnetic anomalies.* Geophys. Res. Lett., 105–108.
- Henshaw, P.C. y Merrill, R.T. (1980).** *Magnetic and chemical changes in marine sediments.* Rev. Geophys. Space Phy., 483–503.
- INETER (Instituto de Nicaragua de Estudios Territoriales), (1982).** *Geología y riesgos volcánicos de Nicaragua.* -Departamento de Geología, INETER, Managua, Nicaragua, 22 Nov., 53 pp más anexos.
- INETER, (1995):** *Mapa de Amenaza Volcánica.* Esc 1: 400. 000. Managua, Nicaragua.
- INETER, (1999):** *Mapa Volcán Cerro Negro, Agosto 1999.* - Como una erupción volcánica dispara un sistema de fallas y causa sismos destructivos (Strauch, W. ; Tenorio, V. & Bodán, M).
- Inglis, D.R. (1955).** *Theories of the Earth's magnetism.* Rev. Mod. Phys., 212–248.
- Jonson, E.A., Murphy, T. y Torrenson, O.W. (1948).** *Pre-history of the Earth's magnetic field.* Terr. Magn. Atmosph. Elect., 349–372.
- Kirschvink, J.L. (1980).** *The least squares line and plane and the analysis of paleomagnetic data.* Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 699–718.
- Larmor, J. (1919a).** *Possible rotational origin of magnetic field of sun and earth.* Elec. Rev., 412 pp.
- Larmor, J. (1919b).** *How could a rotating body such as the sun become a magnet?* Rept. Brit. Assoc. Adv. Sci. 1919. 159–160.
- Levi, S. (1989).** *Chemical remant magnetization.* En *Encyclopedia of Solid Earth Geophysics* (D.E. James, ed.), p. 49–58. Van Nostrand–Reinholdt, New York.

- Li, Z.X., Powell, C.M., Embleton, B.J.J. y Schmidt, P.W. (1991).** *New paleomagnetic results from the Amadeus Basin and their implications for stratigraphy and tectonics.* En *Geological and Geophysical Studies in the Amadeus Basin* (R.J. Korsh y J.M. Kennard, eds.). Bur. Min. Resour. Aust. Bull., 349–360.
- Lindemann, F.A. (1919).** *Note on the theory of the magnetic storms.* Phil. Mag., 669–684.
- Macdonald, G.A. (1972).** *Volcanoes.* Prentice–Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 510 pp.
- Mackereth, F.J.H. (1958).** *A portable core sampler for lake deposits.* Limnol. Oceanogr., 181–191.
- Mackereth, F.J.H. (1971).** *On the variation in direction of the horizontal component of remanent magnetisation in lake sediments.* Earth Planet. Sci. Lett., 332–338.
- Martínez Bermudez, W., y Noguera Blandon, E. (1992).** *Geological framework of earthquake occurrence in Nicaragua, Central America.* J. Geol. Soc Japan, 98(2): 165–176.
- McKnight, S.B. (1995).** *A Thesis Presented in Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree Master of Science: Geology and Petrology of Cerro Negro Volcano, Nicaragua.* Aprobada Julio de 1995. Arizona State University. August 1995.
- Mercanton, P.L. (1926).** *Inversion de l'inclinaison magnétique terrestre aux âges géologiques.* Terr. Mag. Atmosph. Elec., 187–190.
- Merril, R.T. (1975).** *Magnetic effects associated with chemical changes in igneous rocks.* Geophys. Surv., 277–311.

Merril, R.T., McFadden, P.L. y McElhinny, M.W. (1996). *The Magnetic Field of the Earth, Paleomagnetism, the Core, and the Deep Mantle*. Academic Press, London. InternacionaI Geophysics Series, Vol. 63, 19–160.

Nagata, T. (1961). *Rock Magnetism* (edición revisada). Maruzen Co. Tokyo.

Navarro, M & Viramonte, J.G. (1996): *Los períodos eruptivos (1968-71 y 1992-95) del Volcán Cerro Negro y el Impacto en las poblaciones aledañas*. - IV Simposio Latinoam. Sobre riesgos Geológicos en Áreas urbanas (Resumen de Actas), Escuela Centroamericana de Geología, UCR. San José, Costa Rica, 9-13 set. pp. 8.

Needham, J. (1962). *Science and Civilisation in China, Vol. 4. Physics and Physical Technology, part 1. Physics*. Cambridge University Press, Cambridge.

Newhall, C. & Self, S. (1982). *The Volcanic Explosivity Index (VEI): an estimate of explosive magnitude for historical volcanism*. *J. Geophy. Res.*: 1231–1238.

O'Reilly, W. (1984). *Rock and Mineral Magnetism*. Champan y Hall, New York, 220 pp.

Özdemir, Ö (1987). "Inversión of titanomaghematitas". *Phys. Earth Planet. Intern.*, 125–136.

Prévot, M., R.S. Maininen, S. Grommé, y Lecaille, A. (1983). *High paleointensity of the geomagnetic field from thermomagnetic studies on rift valley pillow basalts from the middle Atlantic ridge*, *J. Geophys. Res.*, 88, 2316-2326, 1983.

Readman, P.W. & O'Reilly, W. (1972). *Magnetic properties of oxidized (cation-deficient) titanomagnetites, (Fe, Ti) O₄*. *J. Geomag. Geoelec.*, 69–90.

Schmidt, A. (1924). *Das erdmagnetische Außenfeld*. *Zeits. Geophys.*, 292.

- Schmidt, A. (1939).** *Zur Frage der Hypothetischen die erdoberflache durchdringenden Strome.* Mit einen zusatz von J. Bartels. Gerlands Beitr. Geophys., 292.
- Smith, P.J. (1970).** *Petrus Peregrinus Epistola – The beginig of experimental studies of magnetism in Europe.* Atlas (News Supp. to Earth Sci. Revs.), A11–A17.
- Smith, P.J. y Needhan, J. (1967).** *Magnetic declination in medieval China.* Nature, 214, 1213–1214.
- Stacey, F.D. y Banerjee, S.K. (1974).** *The Physical Principles of Rock Magnetism.* Elsevier, Amsterdam, 195 pp.
- Tanguy, J.C. (1990).** *Abnormal shallow paleomagnetic inclinations from the 1950 and 1972 lava flows, Hawaii.* Geophys. J. Int., 103, 281–283.
- Tauxe, L. (1998).** *Paleomagnetic principles and practice.* Kluwer Academic Press, 243 pp.
- Thellier, E. (1937a).** *Aimantation des terres ciutes; application à la recherche de l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé.* C. R. Acad. Sci. Paris, 184–186.
- Thellier, E. (1937b).** *Recherche des l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé: Premier résultats.* Ann. Inst. Phys. Earth Planet. Int., 89–132.
- Thellier, E. y Thellier, O. (1944).** *Recherches géomagnétiques sur les coulees volcaniques d'Auvergne,* Ann. Geophys., 1, 37-52.
- Urrutia-Fucugauchi, J. (1996).** *Paleomagnetic study of the Xitle-Pedregal de San Angel lava flow, southern basin of México.* Phys. Earth Planet. Int., 97, 177–196.
- Van der Voo, R. (1993).** *Paleomagnetism of the Atlantic, Tethys and Iapetus Oceans,* Cambridge Univ. Press. Cambridge U.K., 411 pp.

Vestine, E.H. (1967). *Main geomagnetic field.* En *Physics of Geomagnetic Phenomena Vol. 1* (S. Matsushita y W.H. Campbell, eds.), p. 181–234. Academic Press, London y New York.

Viramonte, J.G. & Di Scala, L. (1970). *Summary of the 1968 Eruption of Cerro Negro, Nicaragua.* Bull. Volcanol., 34: 347–351.

Viramonte, J.G., Ubeda, W. y Martinez, M. (1971). *The 1971 Eruption of Cerro Negro, Nicaragua.* Smithsonian Institution Center for Short-Lived Phenomena, Smithsonian Institution Center for Short-Lived Phenomena.

Wegener, A. (1924). *The Origin of Continents and Oceans* (Traducción al inglés por J.G.A. Skerl). Methuen, London.

Williams, H. y McBirney, A.R. (1979). *Volcanology.* Freeman, Cooper y Co., San Francisco, CA, 397 pp.

Wood, C.A. (1980). *Morphometric evolution of cinder cones.* J. Volcanol. Geotherm. Res., 7: 387–413.

Webb, E.N. y Chree, C. (1925). *Australasian Antarctic Exploration, 1911 – 14 Scientific Reports.* Series B, Vol. 1, Terrestrial Magnetism, p.285. Govt. Printer, Sydney.

Zijderveld, J.D.A. (1967). *A. C. demagnetization of rocks.* En *Methods in Paleomagnetism* (D.W. Collinson, K.M. Creer y S.K. Runcorn, eds.), p.256–286, Elsevier, New York.