



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

**“EVIDENCIA DE LA POLARIDAD GEOMAGNÉTICA INVERTIDA
REGISTRADA EN FLUJOS DE LAVA DEL SUR DE CÁUCASO”**

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
LICENCIADO EN CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

PRESENTA:

JOSÉ DANIEL SEBASTIÁN REYES

ASESOR:

Dr. MIGUEL ÁNGEL CERVANTES SOLANO
ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS SUPERIORES
UNIDAD MORELIA

COASESOR

Dr. AVTO GOGICHAISVILI
INSTITUTO DE GEOFÍSICA CAMPUS MORELIA
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

MORELIA MICHOACÁN, ENERO 2018



A mis padres, a mi hermano Jeovani,
a mis profesores y amigos.

Agradecimientos

Agradezco a mis padres por haberme apoyado en mi formación académica, especialmente a mi mamá por haber confiado en mí y por su apoyo incondicional que siempre me dio.

A mi hermano Jeovani por que fue uno de los motivos más grandes de mi vida para terminar mis estudios.

A Dr. Avto Gogichasivili, por haberme permitido trabajar con él.

Al Dr. Miguel Ángel Cervantes por su ayuda, dedicación y paciencia que permitieron que lograra esta primera meta de mi vida.

A todos mis maestros y amigos de la facultad, por haberme aconsejado en mis momentos más difíciles de la carrera, agradezco especialmente a mi maestro y amigo Julio por haberme dado su apoyo, dedicación y paciencia en el transcurso de mi carrera.

Índice general

Resumen	1
Abstract.....	2
Introducción.....	3
Capítulo 1.....	6
El campo magnético terrestre (CMT).....	6
1.1 Origen del campo magnético terrestre.....	6
1.2 Fuente del campo interno (Modelo del dínamo autoinducido).....	10
1.3 Elementos del campo magnético terrestre	11
1.4 Variaciones del campo magnético terrestre	14
1.4.1 Variación secular	14
1.4.2 Excursiones geomagnéticas	14
1.4.3 Inversiones geomagnéticas.....	15
1.5 El CMT y los armónicos esféricos	16
1.6 El CMT y su relación con las ecuaciones de Maxwell.....	19
1.6.1 El campo magnético es solenoidal	19
1.6.2 Inducción electromagnética	20
1.6.3 Corriente de desplazamiento.....	21
Capítulo 2.....	22
Principios y fundamentos del paleomagnetismo	22
2.1 Hipótesis del paleomagnetismo.....	22
2.2 Magnetismo de rocas y parámetros magnéticos (aproximación macroscópica).....	24
2.3 Estados magnéticos	25
2.4 Minerales magnéticos (Óxidos de hierro y titanio)	25
2.5 Tipos de magnetización.....	27
2.5.1 Tipos de magnetización remanente	28
2.6 Dominios magnéticos	29
2.7 Susceptibilidad magnética	31
2.8 Ciclo de histéresis.....	32
2.9 Unidades en paleomagnetismo	33

2.10	Tratamientos magnéticos	34
2.10.1	Desmagnetización mediante campos alternos	34
2.10.2	Desmagnetización térmica.....	34
2.11	Representación de datos.....	35
2.12	Métodos estadísticos en paleomagnetismo	35
2.13	Polos magnéticos.....	38
2.14	Paleodirecciones esperadas para un sitio dado	40
2.15	Paleointensidad absoluta	41
2.15.1	Determinación de la paleointensidad.....	41
Capítulo 3		45
Contexto geológico y detalles de muestreo		45
3.1	Contexto geológico de la zona de estudio.....	45
3.2	Detalles de muestreo	49
Capítulo 4		52
Metodología		52
4.1	Preparación de muestras	52
4.2	Medición de magnetización remanente natural.....	54
4.3	Desmagnetización mediante campos alternos.....	55
4.4	Propiedades magnéticas de las rocas	56
Capítulo 5		59
Resultados y discusión		59
5.1	Propiedades magnéticas de rocas	59
5.1.1	Curvas continuas de susceptibilidad.....	59
5.2	Determinación de las paleodirecciones	61
5.3	Discusión de resultados	64
Conclusiones		67
Bibliografía		69

Resumen

Se llevaron a cabo experimentos de paleomagnetismo y magnetismo de rocas en una secuencia de lava Neógeno-Cuaternario ubicada en el Cáucaso menor en la República de Georgia. La secuencia está formada por 22 flujos consecutivos de lavas basálticas. Se pudo obtener la magnetización remanente característica ChRM en 21 de los flujos estudiados, las cuales mostraron polaridad magnética invertida bien definida en todos los casos con una dirección media de **Dec = 189.5°, Inc = -56.1°, N = 21, $\alpha_{95} = 2.3^\circ$** . Los experimentos termomagnéticos (magnetización contra temperatura) sugieren titanomagnetitas con bajo contenido de titanio y titanomagnetitas con mayor contenido de titanio como los principales portadores de la remanencia. La estructura de su dominio está caracterizada por una mezcla de partículas con dominio simple y multidominio, estos resultados indican que las rocas estudiadas registraron el comportamiento real del campo geomagnético y que las unidades estudiadas no fueron afectadas por algún movimiento tectónico significativo desde su emplazamiento. El análisis de los resultados de este estudio y las edades radiométricas entre 2.23 y 2.03 Ma de unidades volcánicas de zonas aledañas sugieren que el emplazamiento de todos los flujos fue muy rápido y previo al inicio de la transición hacia el Crón de polaridad magnética normal conocido como Olduvai de 2.0 a 1.78 Ma. El polo geomagnético virtual correspondiente **VGP_{plat} = 81.2°N, VGP_{long} = 163.2°E, A95 = 7.8°, dp = 2.4°, dm = 3.3°**, concuerda, dentro de las incertidumbres con los polos geomagnéticos esperados para la misma región y en intervalos de tiempos similares.

Magnetismo.

Paleomagnetismo.

Dínamo.

Histéresis.

Ferromagnético.

Abstract

A set of experiments of paleomagnetism and magnetism of the rocks were carried out in a sequence of Neo-Quaternary lavas located in the Lesser Caucasus in the Republic of Georgia. This sequence consists of 22 consecutive flows of basaltic lavas. It was possible to obtain the remanent magnetization ChRM in 21 of the flows studied, in all cases the flows showed a well-defined inverted magnetic polarity with an main direction of **Dec = 189.5°, Inc = -56.1°, N = 21, $\alpha_{95} = 2.3^\circ$** . Thermomagnetic experiments (magnetization vs temperature) suggests titanomagnetites with a low content of titanium and titanomagnetites with a high content of titanium as the principal carriers of the remanence. The magnetic domain structure is characterized by a mixture of single domain and multidomain grains, these results indicate that units studied recorded the real behavior of the geomagnetic field and they were not affected by any significant tectonic movement from the emplacement momento. The analysis of the results of this study and the radiometric ages of volcanic units of neighboring zones, 2.23 Ma and 2.03 Ma yields that the emplacement of the flows was very fast and prior to the beginning of the transition to the Cron of normal polarity known as Olduvai from 2.9 to 1.78 Ma. The corresponding virtual geomagnetic pole **VGP_{plat} = 81.2°N, VGP_{long} = 163.2°E, A95 = 7.8°, dp = 2.4°, dm = 3.3°**, agrees good, within the uncertainties, with the expected geomagnetic poles for the same región and at similar time intervals.

Introducción

A partir de que William Gilbert define a la Tierra como un gran imán en su tratado *De magnete* en 1600, Henry Gellibrand establece que no permanece constante ni en el tiempo ni en el espacio (1653). A partir de estas ideas se hace indispensable estudiar al campo magnético mediante el estudio de sus variaciones. Posteriormente Edmund Halley en el año de 1701 observa que la línea agónica (donde la declinación magnética es cero) presenta una deriva hacia el Oeste, lo cual reveló uno de los principales cambios del campo geomagnético: La variación secular. Ésta variación ha sido estudiada en los observatorios geomagnéticos desde 1873 a partir de que Friedrich Gauss instala el primer observatorio geomagnético en Gotinga, Alemania. Más tarde David en 1904 y Brunhes en 1906, observaron la existencia de algunas rocas con una magnetización “inversa” al campo magnético presente. En 1929, Matuyama atribuyó, por primera vez, esta magnetización inversa en las rocas a una polaridad geomagnética inversa, definiendo con ello el segundo rasgo notable del campo: Las inversiones de polaridad.

Aunque actualmente existe gran cantidad de estudios al respecto, aún no se conoce por completo la naturaleza y características de estos cambios, y su estudio continua siendo un punto de interés importante. Las variaciones que presenta el campo magnético de la Tierra son generadas en el núcleo externo líquido y se ven influenciadas por los procesos magnetohidrodinámicos generados dentro de él y producidos principalmente por el contacto de sus fronteras con el núcleo interno sólido y el manto. Es por eso que el estudio de las variaciones del campo, además de ayudarnos a entender el comportamiento del campo magnético terrestre, nos ayuda a comprender más sobre el interior de la Tierra. La existencia del CMT abarca mucho más allá de la existencia del ser humano, por lo que para su estudio es necesario recurrir a información de este tiempo, esto se logra gracias a los registros existentes en las rocas sedimentarias y volcánicas, y más recientemente en materiales arqueológicos. También hay que considerar que el periodo de las variaciones del campo son del orden de 10^3 a 10^4 años para las inversiones y 10^2

a 10^5 años para la variación secular, por lo que a pesar de contar con un registro histórico de los últimos 400 años (Jackson *et al.*, 2000) y mediciones generadas tanto en los observatorios geomagnéticos como en los satélites, es necesario acceder a un registro que comprenda un periodo de tiempo mayor.

En el caso de la variación secular, una de las metodologías utilizadas para estudiarla es analizar la dispersión de los polos geomagnéticos virtuales (VGPs, por sus siglas en inglés) con respecto al polo esperado. Con base en esto, se recurre al uso de modelos estadísticos para la variación paleosecular (PSV, por su siglas en inglés) (p.ej. McFadden *et al.*, 1988; Constable y Parker, 1988; Quidelleur y Courtillot, 1996; Tauxe y Kent, 2004) que muestren las componentes dipolares y no dipolares del campo. Estos modelos son generados a partir de diversas compilaciones globales de datos paleomagnéticos (p.ej. McElhinny y McFadden, 1997; Lawrence *et al.* 2006; Johnson *et al.*, 2008).

Para el estudio de las variaciones del CMT se recurre también al uso de modelos (p.ej. Johnson y Constable, 1997; Johnson y Constable, 1995; Korte y Constable, 2005; Jackson *et al.*, 2000) donde, al promediar el campo en el tiempo (o TAF, por sus siglas en inglés) se pueden observar las diferentes desviaciones que presenta el campo con respecto a un gran dipolo alineado con el eje de rotación de la Tierra, que se considera como la estructura con la que está asociada el CMT, y se conoce como dipolo geocéntrico axial (GAD). Estas desviaciones momentáneas con respecto al GAD corresponden a etapas de las inversiones y excursiones geomagnéticas. El estudio del comportamiento de las transiciones y las excursiones nos puede aportar gran información sobre el papel que juegan la componente dipolar y no dipolar del campo durante estas transiciones y su relación con los procesos al interior de la Tierra.

Este conocimiento que se tiene del campo magnético terrestre proviene en gran medida de datos paleomagnéticos y de arqueomagnéticos, que proporcionan información sobre su dirección. Sin embargo, debido a que el campo magnético es

una magnitud vectorial, para obtener un estudio completo del campo es importante caracterizar no únicamente las direcciones, sino también su intensidad para por ejemplo, poder comparar las características del campo en momentos de transición con sus características en los momentos de polaridad estable lo cual nos permite identificar las diferencias que presenta el campo en estos dos estados y de esta manera entender qué procesos conducen de un estado a otro así como los procesos internos de la Tierra a los que están asociados.

En este trabajo se hace un estudio de las variaciones del campo magnético registradas en rocas volcánicas provenientes de una secuencia de lavas basálticas localizadas en el Cáucaso Menor en Georgia. Los resultados obtenidos han permitido obtener nuevos datos paleomagnéticos sobre una inversión de polaridad geomagnética además de información sobre la intensidad del campo y la variación secular.

Capítulo 1

El campo magnético terrestre (CMT)

1.1 Origen del campo magnético terrestre

El estudio del campo magnético tiene una gran historia y es muy importante entender el comportamiento, probablemente se remonta hacia el siglo XIX cuando fue usado por los chinos. La tierra posee un campo magnético que permite orientarnos sobre la superficie, así nos protege de los rayos solares y cósmicos. Sin embargo existen muchas teorías y modelos sobre el origen del campo magnético terrestre.

El primer intento en explicar el campo magnético de la tierra CMT se debe a W. Gilbert en 1600, quien propone que el centro de la tierra es parecido a un imán gigante que origina el campo. Existen diferentes mediciones que han permitido saber que el planeta consta de un núcleo esférico supuestamente sólido, por encima de este, se encuentra el núcleo externo líquido, constituido por gran parte de hierro y níquel.

La primera fuente geomagnética es de origen interior de la tierra y constituye un 90% del campo total, el otro 10% se debe a anomalías magnéticas asociadas con depósitos ferromagnéticos, corrientes telúricas, etc; a este campo se le conoce como campo principal. El proceso que se le atribuye su origen se le conoce como efecto dínamo. Un proceso que se ve con el movimiento de los fluidos buenos conductores en presencia de campos eléctricos y magnéticos, la idea central de este proceso es la inducción electromagnética, donde campos magnéticos inducen corrientes eléctricas en un fluido.

En la actualidad existen dos modelos de dínamo tridimensionales publicados y con aceptación (Glatzamaier & Roberts, 1995; Kuang y Bloxman, 1997) ambos

tienen un campo muy similar en la superficie de la Tierra pero presentan diferencias sustanciales en el campo que se genera el núcleo. Por tal motivo han sido minuciosamente revisados y criticados ya que suponen hiperviscosidad en el núcleo exterior o su equivalente hiperdifusividad magnética y que en escalas de tiempo grandes terminan siendo amortiguadas. Este es el caso del resto de los modelos del dínamo actuales, aunque de distinta forma, parten de suposiciones poco realistas sobre la estructura de la tierra, sin embargo estos modelos han permitido ir refinando dichas suposiciones y hacer algunas conclusiones más realistas para la posible solución del dínamo terrestre.

Se puede decir que el punto de partida de los modelos de Dínamo es la ecuación de inducción.

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) + \nu_m \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.1)$$

La ecuación (1.1) describe como el campo magnético $\mathbf{B}$ cambia en el tiempo debido a los procesos de difusión y advección. El segundo término del lado derecho de la ecuación describe el proceso de difusión en donde:

$$\nu_m = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \quad (1.2)$$

es la difusividad magnética, el primer término del lado derecho describe el proceso de advección en el que $\mathbf{U}$ describe al campo de velocidades del fluido, en el caso de la Tierra, en el núcleo exterior. Hay que notar que el caso límite de que $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$ ambos términos (difusión y advección) deberán de ser balanceados. Entonces es de esperarse que el decaimiento del campo y el reforzamiento se encuentren aproximadamente balanceados durante gran parte del tiempo en el cual el geodínamo está operando. Este balance debe ser sustancialmente alterado durante el tiempo en que se presentan los cambios más significativos como las inversiones o excursiones geomagnéticas.

El teorema de Alfvén establece que en el caso límite donde la difusión puede ser ignorada, puede considerarse que el campo magnético se encuentra “congelado” en el fluido, lo que conocemos como la aproximación del campo congelado. Con esta aproximación un torcimiento rotacional del fluido podrá arrastrar las líneas de campo poloidal hacia una configuración toroidal (Figura 1.1). La energía requerida para este proceso proviene de la energía cinética del fluido, es decir del campo de velocidades. Dicho proceso es inadecuado ya que no es capaz de producir un Dínamo auto sustentable debido a que el campo toroidal no se observa en la superficie de la Tierra y el campo poloidal no presenta cambios.

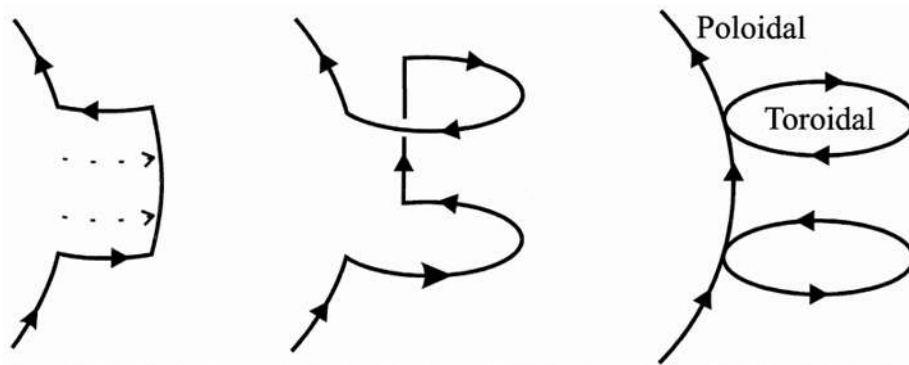


Figura 1.1. Ilustración de la aproximación de campo congelado en donde un campo poloidal es torcido hacia uno toroidal.

Para obtener una acción de dinamo adecuada se invoca a las propiedades del movimiento del fluido, usualmente los convectivos que tienen componentes radiales para convertir parte del campo magnético toroidal en campo magnético poloidal otra vez. Es el modelo de Olson (1983) el primero en señalar que es posible construir un modelo de dínamo en el cual los campos magnéticos toroidal y poloidal no se inviertan al mismo tiempo. Olson demostró que la inversión del campo magnético toroidal puede ocurrir antes o después de la inversión del campo poloidal dependiendo de los detalles del movimiento convectivo del fluido, y se ha observado que en el Sol se presentan este tipo de inversiones.

Es posible obtener información acerca del tiempo de una inversión a partir de la teoría del modelo de Dínamo; el teorema de Cowling establece que un campo magnético axisimétrico no puede mantenerse y en consecuencia decaerá en el

tiempo. Se han hecho algunos intentos para refutar este teorema pero ahora se sabe que es válido para condiciones muy generales que incluyen flujos no estacionarios de fluidos incompresibles. como consecuencia aparece la posibilidad del decaimiento libre ($\mathbf{U} = \mathbf{0}$ en la ecuación 1.1). Tal posibilidad sucede si el campo magnético ocasionalmente evoluciona a un estado de simetría radial en el cual el teorema de Cowling es aplicable o si allí simplemente existe un hueco en donde no hay convección; si se desea calcular el tiempo de decaimiento libre es necesario suponer que el manto terrestre es un aislante (en realidad es semiconductor) y suponer un valor de la conductividad eléctrica del núcleo (aunque esta es bien conocida por los sismólogos), con una conductividad muy baja será difícil de que se tenga la energía suficiente para mantener el Dínamo, por lo que es de esperarse que sea un valor muy alto, lo que es compatible con las observaciones sismológicas y con la suposición de que el núcleo se forma principalmente de hierro y níquel.

Ya con esto en mente las estimaciones para el decaimiento libre del campo dipolar se encuentran dentro del intervalo de los 15 a los 30 ka; así mismo, en el modelo de decaimiento libre la intensidad decrecerá en el mismo intervalo y subsecuentemente se incrementará por un proceso en un intervalo de tiempo que no es posible calcular sin un modelo específico del dínamo que contemple a las inversiones. McFadden y Merrill (1999), hacen una comparación en los tiempos de decaimiento libre y la duración de la inversión y encuentran que el segundo es significativamente menor y sugieren, con el apoyo de datos paleomagnéticos, que es un proceso dinámico todo el tiempo, esto representa un primer avance en el conocimiento del mecanismo de inversión, ya se tiene una estimación del tiempo requerido.

Aunque aparece ahora una nueva pregunta: ¿qué tan rápido puede invertirse el campo magnético por un proceso dinámico? Usualmente se supone que el campo magnético puede cambiar tan rápido como se lleva a cabo el proceso de advección y se ha estimado (Gubbins y Roberts, 1987) que para el núcleo es del orden de 10^{-4} m/s. Lo siguiente es entonces utilizar este valor para hacer una estimación del tiempo mínimo para una inversión y se ha encontrado que es del orden de 10^2 años,

si la advección se lleva a cabo en una escala de *100km*. Ya en los modelos específicos de dínamo que presentan inversiones apoyan la sugerencia de que la advección juega el papel dominante en el tiempo que dura la inversión y que se llevará a cabo dentro de un intervalo de algunos cientos a miles de años, por ejemplo el modelo de Glatzmaier y Roberts; (1995). Algunas de las objeciones que se le hacen a estos tiempos son las siguientes: la velocidad del núcleo puede cambiar sustancialmente durante una inversión, o el proceso dinámico puede ser completamente diferente e involucrar fenómenos como las ondas planetarias, también se puede considerar que las ondas magnetohidrodinámicas MHD pueden modificar al campo magnético del núcleo en tiempos extremadamente rápidos, por lo que hasta ahora no se ha podido hacer una estimación teórica rigurosa del tiempo de una inversión, sin importar el modelo de que se trate.

1.2 Fuente del campo interno (Modelo del dínamo autoinducido)

En el siglo XIX, H. Oersted encontró que las corrientes eléctricas generan campos magnéticos, mientras que M. Faraday descubrió que los campos magnéticos variables inducen corrientes eléctricas en espacios conductores (Inducción de Faraday).

J. Lamor en 1919 postuló la existencia de una dínamo autoinducido en el núcleo exterior de la tierra, que origina el campo magnético terrestre (CMT). En el caso de la tierra, la rotación crea un flujo de partículas cargadas en el núcleo exterior del planeta, estas cargas en movimiento generan corrientes eléctricas, a esto se debe el origen del campo magnético. El campo magnético producido interactúa en el núcleo en movimiento e induce corrientes que refuerzan el campo inicial.

El origen del CMT es y seguirá siendo un misterio, mientras las evidencias experimentales no permitan definir un modelo único para explicarlo.

1.3 Elementos del campo magnético terrestre

El campo magnético terrestre puede suponerse, a primera aproximación, como el campo producido por un enorme dipolo magnético situado en el núcleo de la Tierra, aunque no exactamente en su centro. El campo magnético terrestre en un punto de su superficie es un vector F que se puede definir indicando la intensidad y su dirección expresadas en términos de declinación e inclinación magnética.

- Declinación (D): Es el ángulo que forma el norte magnético con el Norte geográfico; varía de $0^\circ \leq D \leq 360^\circ$ grados.
- Inclinación (I): Es el ángulo entre la superficie de la tierra y el vector (F), las inclinaciones positivas indican que F apunta hacia abajo, las negativas indican que F es hacia arriba. La inclinación varía de $-90^\circ \leq I \leq 90^\circ$.
- Intensidad (J): magnitud del vector que se mide en Teslas, T, (SI) o en Gauss, G, (cgs)

También el vector F del campo magnético producido por este dipolo puede descomponerse en la superficie de la Tierra en tres direcciones, considerando el punto de medición como el origen de un sistema cartesiano, el eje X en el meridiano geográfico dirigido hacia el norte, el eje Y en el paralelo geográfico dirigido hacia el este y el eje Z paralelo a la vertical en el punto y con sentido positivo hacia abajo como se muestra en la figura 1.2. Entonces tenemos que:

$$F = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}; \sqrt{X^2 + Y^2} = H \quad (1.3)$$

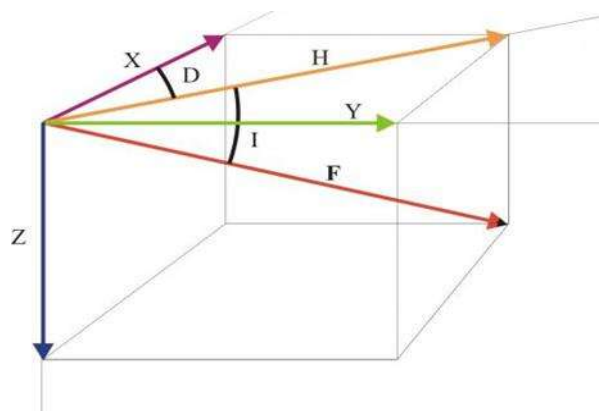


Figura 1.2. Descripción de los elementos del campo magnético.

Donde $H_{x,y}$ es la componente horizontal. Las componentes angulares pueden ser obtenidas introduciendo dos ángulos, donde I es la inclinación del vector F con respecto del plano horizontal, y D la declinación, la cual es el ángulo entre H , la componente horizontal de F y la componente X , a lo largo del meridiano geográfico. Así podemos definir las siguientes relaciones:

$$H = F \cos I; \quad Z = F \sin I; \quad Z = H \tan I; \quad X = H \cos D; \quad Y = H \sin D; \quad (1.4)$$

Tres de estas ecuaciones son suficientes para determinar el campo magnético de la tierra. Representando la tierra como una esfera y asumiendo que el campo es generado por un dipolo posicionado en su centro, podemos visualizar una nueva geometría donde el eje del dipolo atraviesa el centro de la tierra, llamado eje geomagnético, en el punto P que se encuentra en la superficie (los llamaremos F_t y F_r) es ahora las componentes horizontal y vertical del campo del dipolo geomagnético:

$$H = F_t \quad Z = F_r \quad \sqrt{X^2 + Y^2} = F^2 \quad (1.5)$$

Donde las líneas de fuerza del dipolo que serán denotadas por una función $r = r(\theta)$, pueden ser derivadas de

$$\frac{Z}{H} = \frac{dr}{rd\theta} = 2 \frac{M \cos \theta}{M \sin \theta} = 2 \cot \theta; \quad (1.6)$$

Más aun

$$\frac{dr}{rd\theta} = 2 \frac{\cos \theta}{\sin \theta}; \quad (1.7)$$

$$\frac{dr}{r} = 2 \frac{\cos \theta d\theta}{\sin \theta} = 2 \frac{d(\sin \theta)}{\sin \theta}; \quad (1.8)$$

$$\ln r = 2 \ln(\sin \theta) + c \quad (1.9)$$

$$r = r_e \sin^2 \theta; \quad r_e = C \quad (1.10)$$

Donde r_e es el radio ecuatorial de la tierra. Esta representación analítica de las líneas de fuerza del campo es muy útil cuando se desea representar el campo magnético fuera del planeta, llamada magnetosfera.

La unidad de medida del campo magnético de la tierra es usualmente expresada en términos del vector de inducción B (Telsas). En la superficie del planeta la magnitud del campo varia en magnitud principalmente con la latitud para darnos una idea, este varía desde los 20 000nT ($10^{-9}T$) hasta 68 000nT desde el ecuador hasta los polos.

Actualmente se conoce la morfología del (CMT) mediante los observatorios terrestres, los marinos, y los satélites. Este conocimiento ha permitido elaborar cartas magnéticas de declinación, inclinación e intensidad. Las cartas de igual declinación se llaman isógonas; las de igual inclinación, isóclinas (Figura 1.3) y las de igual intensidad de campo, isodinámicas. (Figura 1.3).

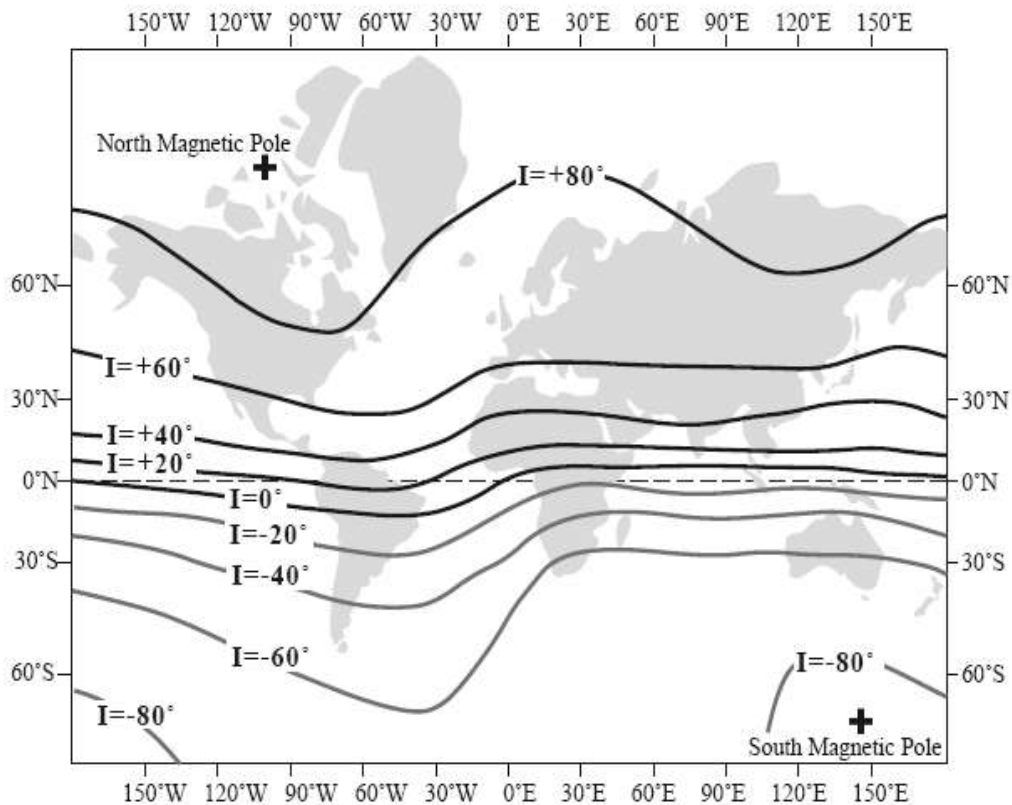


Figura 1.3. Carta de líneas isóclinas del campo magnético de la Tierra, los contornos representan líneas de campo de igual inclinación.

1.4 Variaciones del campo magnético terrestre

1.4.1 Variación secular

El campo magnético terrestre varia con el tiempo, el estudio de la variación secular es usado para indicar cambios del campo geomagnético, es decir el cambio de la declinación magnética, también se presenta cambios en la inclinación y en la intensidad que probablemente se debe al cambiante patrón de flujo en el núcleo.

La variación secular fue descrita por el matemático y astrónomo inglés H. Gellibrand en 1634. Las variaciones en el campo geomagnético observado en la superficie terrestre suceden en escalas de tiempo desde milisegundos a millones de años. La lenta variación del campo geomagnético con el tiempo probablemente se debe a la reorganización de las líneas de fuerzas en el núcleo, es decir están asociados a cambios en el interior del planeta. Las variaciones que suceden en lapsos de millones de años son los que sufren cambios de polaridad magnética, es decir una inversión de polaridad, es una inversión de aproximadamente 180° en la dirección del campo, para que los polos magnéticos cambien su hemisferio y se quede en su nueva configuración por un buen tiempo ($\geq 10^5$ años).

El magnetismo de rocas del fondo marino y lavas enfriadas indican que las inversiones se han dado de forma espontánea, al azar y con varias duraciones (miles o millones de años) ya que las inversiones toman muchos años en completarse, esto explica porque el momento magnético está decreciendo, cuando el campo decrece durante el tiempo cambia de dirección y aumenta de nuevo con el tiempo.

1.4.2 Excursiones geomagnéticas

Además de las inversiones del campo magnético, se han observado alejamientos muy amplios de la dirección del campo geomagnético de la Tierra en una sola localidad. Estos alejamientos en donde el campo parece cambiar su

polaridad y finalmente regresar a su estado inicial se les ha denominado *Excursiones Geomagnéticas*. Las excursiones geomagnéticas generalmente se definen cuando el VGP calculado a partir de la dirección del campo en una localidad se aleja 45° de su posición promedio en esa época y no está asociado con un cambio de polaridad. Algunas veces es difícil distinguir cuando esto último ha sucedido debido a lo cortos que son los intervalos de tiempo de un cambio de polaridad (10^5 A) y se encuentran presentes en el registro geomagnético. Algunos ejemplos de excursiones se han observado en estudios donde una sucesión de lavas ha registrado con cierto detalle las variaciones del campo magnético. También se han encontrado registros en secuencias de sedimentos pero su interpretación es equivocada la mayoría de las veces ya que su escala de tiempo es corta y solo se basa en una estrecha banda de sedimentos.

Una pregunta interesante y aún sin responder de forma contundente es si las inversiones y la variación secular son fenómenos distintos o si las inversiones deben considerarse como casos extremos de variación secular. Por ejemplo es posible que las inversiones estén asociadas con variaciones de tipo térmico o químico originadas en una de las fronteras de núcleo exterior mientras que la variación secular típica puede deberse a ondas magnetohidrodinámicas en el geodínamo, (Olson, 1983). En todo caso debiera de ser posible distinguir entre excursiones asociadas con las inversiones del campo principal y aquellas que pueden ocurrir por alguna situación favorable durante la variación secular. Teóricamente es posible que el campo no dipolar llegue a ser tan grande en algún punto que localmente se produzcan inversiones y así puedan existir simultáneamente las dos polaridades; para distinguir dichas inversiones locales y las excursiones Merrill y Mc Fadden (1994) sugieren se utilice la frase de excursión inversa para describir un registro de excursión con una desviación del VGP de 90°

1.4.3 Inversiones geomagnéticas

Las inversiones son los eventos geomagnéticos mejor documentados por el paleomagnetismo y hoy en día sabemos que el campo se ha invertido miles de

ocasiones en la historia de la Tierra. También sabemos que no se trata de un fenómeno aislado, el Sol por ejemplo, cuenta con campo magnético que invierte su polaridad con mucha frecuencia y regularidad. La Vía Láctea tiene un campo magnético que a gran escala parece invertirse también. La evidencia y modelos parecen indicar que el origen de los campos magnéticos se encuentra en los núcleos y con mecanismos de auto generación, en el caso de la Tierra el campo magnético se origina en el núcleo y las variaciones principales son de carácter interno, al hablar de las inversiones (o excursiones), su registro en rocas y al mecanismo que las generan, nos referimos a las fuentes de origen interno únicamente.

Para el caso del campo magnético de la Tierra recordemos que la definición de inversión es un cambio de 180° en la dirección del campo dipolar, globalmente observado y promediado en unos cuantos miles de años, esta definición se reduce a decir que una inversión es un cambio estable en el signo del campo axial dipolar.

1.5 El CMT y los armónicos esféricos

El estudio del campo magnético terrestre CMT considera solamente fuentes internas del campo magnético. Podemos ver que la superficie del campo magnético es un campo potencial, es decir el vector del campo B puede obtenerse del gradiente de un campo escalar de tal forma para encontrar dicho campo se recurre a los armónicos esféricos de Gauss.

Los armónicos esféricos usuales, aparecen al resolver por el método de separación de variables, varias de las ecuaciones diferenciales parciales de la física-matemática, son un caso especial de una familia de funciones definidas sobre la esfera, llamadas esféricos armónicos, con peso de spin, que representa la variación espacial de un conjunto ortogonal de soluciones de la ecuación de Laplace, cuando expresamos dichas soluciones en coordenadas esféricas.

La ecuación de Laplace en coordenadas rectangulares se escribe de la siguiente manera:

$$\nabla^2 V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (1.11)$$

La ecuación de Laplace en coordenadas esféricas, $x = r \sin \theta \cos \varphi$; $y = r \sin \theta \sin \varphi$; $z = r \cos \theta$; está dada por:

$$\nabla^2 V = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} \right) = 0 \quad (1.12)$$

Si en esta ecuación de consideran soluciones particulares de la forma: $f(r, \theta, \varphi) = R(r)\gamma(\theta, \varphi)$ donde $R(r)$ es la parte radial y $\gamma(\theta, \varphi)$ es la parte angular, la parte angular se denomina armónico esférico y satisface la relación:

$$\frac{\partial}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \gamma(\theta, \varphi)}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 \gamma(\theta, \varphi)}{\partial \varphi^2} \right) + l(l+1)\gamma(\theta, \varphi) = 0 \quad (1.13)$$

Si a su vez se usa el método de separación de variables a esta última ecuación se puede ver que la ecuación anterior admite soluciones periódicas en las dos coordenadas angulares y l es un número entero, entonces la solución periódica del sistema anterior dependerá de dos enteros (l, m) y vendrá dada en términos de polinomios asociados a Legendre:

$$\gamma_l^m(\theta, \varphi) = N e^{im\varphi} P_l^m(\cos \theta) \quad (1.14)$$

Donde:

γ_l^m se llama la función armónica esférica de grado l y orden m

P_l^m es el polinomio asociado a Legendre

N es una constante de normalización

θ y φ representan las variables angulares, θ es la colatitud o ángulo polar, φ es la azimut o longitud

En particular la colatitud θ se encuentra en el rango de $0 \leq \theta \leq \pi$ y la longitud φ , o azimut, posee el rango de $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Por lo tanto θ es un cero en el polo norte, $\frac{\pi}{2}$

en el ecuador y π en el polo sur. En el caso de la superficie de la tierra que modela al campo magnético sus fuentes se encuentran exactamente en el centro. Estas fuentes son conocidas como el dipolo (armónico de grado 1), cuádruplo (armónico de grado 2), óctuplo (armónico de grado 3), etc. Por ejemplo, la suposición del campo magnético en la superficie de la tierra creado por un enorme imán en la corteza debajo del polo norte puede modelarse por armónicos esféricos con un número infinito de fuentes magnéticas en el centro de la tierra. A pesar de que está es la más sencilla de las simplificaciones, es muy útil ya que nos ofrece una descripción matemática muy manejable, es decir un conjunto de ecuaciones completo y ortogonal (Figura 1.4). Las fuentes internas del campo magnético presentan una dependencia radial del campo que varía con la distancia r de la forma: $r^{(n+1)}$ donde n es el grado del armónico, lo que nos muestra que los armónicos de órdenes elevados son rápidamente atenuados hacia el exterior de la Tierra (r crece) y solo el campo dipolar prevalece (grado 1) por lo que es comúnmente dividido en una componente principal dipolar y componentes secundarias no dipolares. En la actualidad el campo tiene aproximadamente una configuración 80% dipolar y 20% no dipolar.

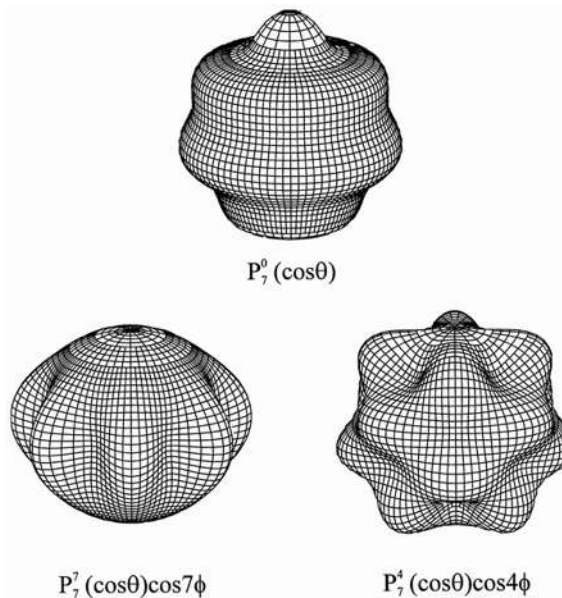


Figura 1.4. Armónicos esféricos de grado 7 y orden cero, 7 y 4 para el campo magnético potencial, Merrill et al., 1996.

El trabajo de los paleomagnetistas aporta en este sentido datos muy útiles sobre la configuración actual y en el pasado del campo magnético terrestre, por ejemplo para determinar en qué momentos de la escala geológica puede considerarse que el campo no dipolar era la componente principal y como se distribuyen o se han distribuido sobre la superficie; en particular el establecimiento de polaridades magnéticas.

1.6 El CMT y su relación con las ecuaciones de Maxwell

Nuestro planeta tierra está rodeado de un campo magnético generado por el efecto Dínamo, como toda acción se rige por las leyes matemáticas, este campo magnético cumple las ecuaciones de Maxwell, son todo lo que hay que saber acerca de la producción e interrelación de los campos eléctricos y magnéticos.

1.6.1 El campo magnético es solenoidal

Sabemos que las líneas del campo magnético empiezan y terminan en el dipolo magnético. Las cargas magnéticas o “monopolos” no existen. De ahí que todas las líneas del campo deja una superficie que encierra al dipolo, es decir reingresan a la misma superficie, entonces no hay un flujo magnético, (en ausencia de corrientes y fuera de la fuente del campo magnético), de aquí podemos decir que el flujo magnético a través de una superficie cerrada es siempre igual a cero: esta es la ley de Gauss del magnetismo que se expresa de la siguiente forma:

$$\oint B \cdot dA = 0 \quad (1.15)$$

Podemos obtener la primera ecuación de Maxwell a partir de la ecuación anterior (ley de Gauss) para el campo magnético, dado que no existen “cargas

magnéticas”, las líneas del campo magnético no pueden comenzar ni acabar en ningún punto determinado, y por tanto, la primera ley de Maxwell nos dice:

Primera ley de Maxwell: La divergencia de un campo magnético B debe ser cero en cualquier punto.

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (1.16)$$

Esta ley expresa como es la divergencia de los campos eléctricos y magnéticos, respectivamente. Su significado físico es la siguiente: para el campo magnético, dado que no existen cargas magnéticas, ello implica que las líneas del campo no pueden comenzar ni acabar en ningún lugar, y por tanto, se trata de líneas cerradas (Maxwell, J.C. (1881)).

1.6.2 Inducción electromagnética

Para deducir la siguiente ecuación usaremos el teorema de Stokes, tal ley enuncia que la integral de superficie del rotacional de un campo vectorial a lo largo de una superficie S no cerrada es igual a la circulación del mismo campo a lo largo del recorrido cerrado C que delimita esta superficie. Este enunciado se formula en términos matemáticos de la siguiente manera:

$$\int (\nabla \times E) ds = \oint E \cdot ds \quad (1.17)$$

La segunda ley de Maxwell nos dice:

Segunda ley de Maxwell: El rotacional del campo eléctrico E en un punto cualquiera es igual al ritmo de la variación, (la derivada respecto al tiempo) del campo magnético B en aquel mismo punto, cambia de signo:

$$\nabla \times E = - \frac{\partial B}{\partial t} \quad (1.18)$$

El rotacional del campo indica hacia dónde y cómo gira el campo magnético. Un campo magnético variable en el tiempo produce un campo eléctrico incluso en

ausencia de cargas, y el campo eléctrico producido es perpendicular a la variación del campo magnético.

1.6.3 Corriente de desplazamiento

La dependencia temporal de flujo magnético induce un campo eléctrico. Lo inverso también es válido: Un flujo eléctrico dependiente del tiempo induce un campo magnético, pero una corriente por sí misma también es responsable para un campo magnético. Ambos efectos pueden ser combinados en una ecuación de la siguiente manera:

$$\oint B \cdot dl = \mu_0(I + \varepsilon_0 \frac{d}{dt} \Phi E) \quad (1.19)$$

El término I es la corriente conductiva regular, ΦE es el flujo magnético, el término $\varepsilon_0 \frac{d}{dt} \Phi E$ también tiene dimensiones de una corriente de desplazamiento. La tercera ley de Maxwell nos dice:

La tercera ley de Maxwell relaciona el rotacional del campo magnético con la densidad de corriente eléctrica J y con la variación del campo eléctrico E mediante la siguiente condición:

$$\nabla \times B = \mu_0(J + \varepsilon_0 \frac{dE}{dt}) \quad (1.20)$$

Donde μ_0 es la permeabilidad magnética, J es la densidad de la corriente eléctrica.

Capítulo 2

Principios y fundamentos del paleomagnetismo

El estudio del campo magnético de la Tierra en el pasado se basa principalmente en la propiedad que tienen ciertos minerales ferromagnéticos presentes en las rocas de registrar, bajo ciertas circunstancias, la dirección del campo magnético de la Tierra.

2.1 Hipótesis del paleomagnetismo

El Paleomagnetismo es el estudio del campo magnético terrestre en el curso de tiempos geológicos. Se basa en la capacidad de ciertos minerales de adquirir una magnetización en la dirección del CMT en el momento de su formación. Los métodos consisten en extraer la información conservada por esas rocas. Las interpretaciones se basan en tres hipótesis principales:

1. La magnetización de las rocas es paralela al CMT que existió en el momento de su formación (Hipótesis de fijación).
2. La magnetización primaria se conserva total o parcialmente al paso de tiempos geológicos siendo posible distinguir magnetizaciones secundarias.
3. El CMT se comporta aproximadamente como un dipolo axial central (hipótesis de dipolo axial central) excepto durante los períodos de inversión o excursión (Figura 2.1).

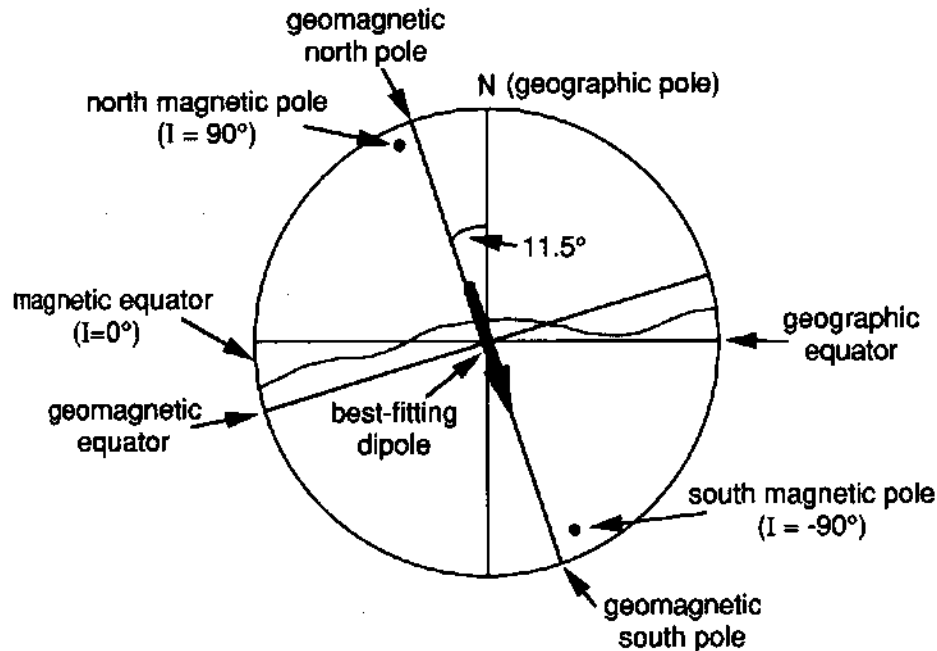


Figura 2.1. Modelo del dipolo geomagnético axial central.

Se ha observado que el CMT presenta inversiones frecuentemente en el transcurso de tiempos geológicos. Este fenómeno natural es aún tema de debate entre los paleomagnetistas y algunos físicos, quienes sugieren interpretar esta magnetización inversa de las rocas como la consecuencia de un fenómeno de auto inversión sin embargo la compilación paleomagnética terrestre nos muestra que:

1. Todas las rocas (volcánicas o sedimentarias) de la misma edad, sin importar en que parte de la Tierra se encuentra presentan la misma dirección de magnetización.
2. Los paleosuelos, sedimentos recalentados, o intrusiones poseen la misma dirección de magnetización. Se presentan raras excepciones y es el resultado del fenómeno de auto inversión.
3. El comportamiento de la magnetización remanente natural en los periodos intermedios no puede explicarse por los fenómenos de auto inversión.

2.2 Magnetismo de rocas y parámetros magnéticos (aproximación macroscópica)

Del análisis de armónicos esféricos es claro que las anomalías magnéticas de longitudes de ondas cortas deben tener un origen poco profundo dentro de la corteza. A unos kilómetros de profundidad existen rocas con minerales que tienen propiedades ferromagnéticas. El estudio de esas rocas y de su magnetización tienen dos aplicaciones importantes en la geofísica:

- Las rocas distorsionan al campo magnético del núcleo y el campo local puede ser usado para investigar la zona.
- Algunas de las rocas exhiben magnetización permanente (es decir, una magnetización remanente con tiempos de relajación muy largos mayores a 100 millones de años) y efectivamente proveen un registro invaluable de la historia del campo magnético y del movimiento relativo de las unidades tectónicas.

El campo magnético (**H**) se define como el campo que aparece al hacer circular en una bobina de longitud infinita una corriente de un Ampere, en un círculo de un metro de radio, se expresa en A/m.

La inducción magnética (**B**) es un vector que caracteriza la densidad de flujo magnético de un cuerpo. La relación entre la magnetización (**J**), el campo y la inducción magnética es la siguiente: $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{J})$ donde μ_0 es la permeabilidad magnética del aire, la magnitud de B es expresada en Teslas (T).

La intensidad de magnetización (**J**) es un vector igual al momento magnético total de un cuerpo por unidad de volumen v: $\mathbf{J} = \mathbf{M}/v$, se expresa en A/m. Se puede expresar por unidad de masa si hay una magnetización específica. ($\text{A}\cdot\text{m}^2/\text{kg}$)

La susceptibilidad magnética χ puede ser considerada como la habilidad magnética de una sustancia en presencia de un campo magnético. Se define con la siguiente relación $\mathbf{J} = \chi\mathbf{H}$. Esta constante es negativa para ciertos materiales conocidos como diamagnéticos como el cuarzo y la calcita, y es positiva para materiales ferromagnéticos y paramagnéticos.

2.3 Estados magnéticos

El magnetismo en la materia es el resultado de las contribuciones de los momentos magnéticos elementales creados por el movimiento de los electrones en los átomos (el momento magnético de espín) y el desplazamiento orbital (el momento magnético orbital). Para un mineral, el momento magnético depende de la naturaleza de los átomos y su arreglo en la red cristalina. Antes de la aplicación de un campo magnético la materia que no posea momento magnético atómico es diamagnética, si posee algún momento neto, puede ser paramagnético, ferromagnético, ferrimagnético y antiferromagnético, como se muestra en la Tabla 2.1:

Tabla 2.1. Descripción de los estados magnéticos de los minerales.

Tipo de magnetismo	Existencia de un momento magnético atómico	Naturaleza de la interacción entre momentos atómicos	Esquema de la distribución del momento (H=0)
Diamagnético	No	-----	-----
Paramagnético	Si	Muy débil	Aleatoria
Ferromagnético	Si	Fuerte orientación paralela	↑↑↑↑↑↑↑
Antiferromagnético	Si	Fuerte orientación antiparalela	↑↓↑↓↑↓
Ferrimagnético	Si	Fuerte orientación antiparalela, momentos diferentes	↑↑↓↑↑↓

2.4 Minerales magnéticos (Óxidos de hierro y titanio)

Los minerales portadores de magnetización remanente son ferrimagnéticos, estos son principalmente óxidos de hierro y de titanio, se representan en el diagrama ternario FeO-Fe₂O₃-TiO₂, (Figura 2.2) y se agrupan en tres familias principales.

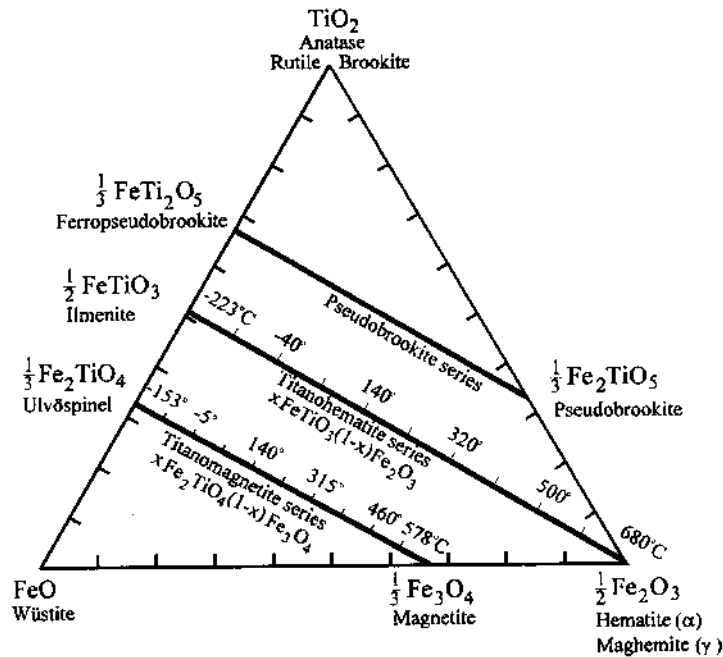


Figura 2.2. Diagrama ternario de los óxidos de hierro y titanio.

1.- La solución sólida (S.S.) magnetita- ulvoespinela (Fe_3O_4 - Fe_2TiO_4): son titanio - magnetitas con estructura de espinela invertida muy común en rocas de origen volcánico. El punto de Curie T_c es la temperatura en la cual la magnetización remanente desaparece. De hecho, para temperaturas superiores o iguales a T_c , el mineral ferrimagnético se transforma en paramagnético. La T_c de las titanio – magnetitas, disminuye linealmente según la composición química, a partir de $\sim 575^\circ\text{C}$ para la magnetita hasta 153°C para ulvoespinela, ésta última es antiferromagnética a temperatura ambiente (O' Reilly, 1984:9).

2.- La serie de titanio maghemitas (Fe_3O_4 - Fe_2TiO_4 - Fe_2TiO_5 - Fe_2O_3); corresponde a las titano-magnetitas oxidadas a bajas temperaturas y pobres en hierro. Su estructura molecular es similar a la magnetita, con la diferencia de que tiene sitios vacantes. Durante el calentamiento, ese transforma en titano-hematita, pasando de una estructura cristalina cúbica ferrimagnética a una estructura cristalina rombohédrica antiferromagnética. Esta transformación irreversible ocurre principalmente entre los 300° y 400°C , temperaturas inferiores a su T_c .

3.- La solución sólida hematita-ilmenita ($\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-FeTiO}_3$); tienen estructura cristalina rombohédrica y sus propiedades son variables según la composición. Para ciertas composiciones se presenta un acoplamiento negativo entre los iones de Fe_3^+ , por lo que esta serie tiene propiedades antiferromagnéticas. Sin embargo, las magnetizaciones de dos sitios no son exactamente antiparalelas, lo que resulta en un ferromagnetismo residual débil. Gracias al ferromagnetismo débil, la hematita puede portar magnetización remanente. La T_c de la hematita varía entre los 675° y 685°C ; la ilmenita tiene una T_c del orden de $\sim 200^\circ\text{C}$ y es paramagnética a temperatura ambiente (Stacey y Banerjee, 1974).

2.5 Tipos de magnetización

La magnetización está controlada por los momentos magnéticos intrínseco (es decir, dependen del material) de los electrones girando alrededor de sus ejes (momento dipolar de giro o *spín*) y del movimiento de los electrones en sus orbitas alrededor de los núcleos atómicos (momento dipolar orbital).

Cuando hablamos acerca de la magnetización podemos identificar dos tipos:

- a) Magnetización inducida, M_i que ocurre solamente si el campo ambiental B está presente y decae rápidamente si este campo externo es removido. Este campo inducido es muy importante en exploración de metales y minerales.
- b) Magnetización remanente, M_r que es la parte de magnetización inicial que queda después de que un campo externo desaparece o cambia en carácter. M_r forma el registro de campo del pasado y es el tipo de magnetización que hace que funcione el paleomagnetismo.

En rocas naturales la tasa entre dos es conocida como la tasa de Königsberger Q dada de la siguiente forma:

$$Q = \frac{|M_r|}{|M_i|} \quad (2.1)$$

Las rocas con un alto Q tienden a ser magnéticamente estables y son buenas registradoras del antiguo campo magnético.

2.5.1 Tipos de magnetización remanente

- Magnetización Termo remanente (TRM): Cuando una muestra de roca se enfría, el tiempo de relajación y la susceptibilidad aumenta. (Se define el tiempo de relajación γ_0 así: si la muestra tiene una magnetización a tiempo cero, la magnetización inducida disminuye con volumen de los granos de los minerales). Hay un punto $T=T_c$, la temperatura de Curie, donde la agitación termal no es suficiente grande para prevenir alineamiento de los momentos magnéticos. A este punto la muestra adquiere una magnetización en la dirección del campo magnético terrestre, que se queda inmóvil con más enfriamiento. Podemos decir que la TRM se adquiere al enfriarse los minerales magnéticos cuando han sido sujetos a temperaturas mayores de las de Curie en presencia de un campo magnético.
- Magnetización Remanente Detrítica (DRM): Cuando una roca ígnea está erosionando y el constituyente magnético es depositado en agua suficientemente tranquila, los granos magnéticos que llevan TRM de eventos previos pueden alinearse con el campo magnético terrestre. Dado que este tipo de magnetización está basada en TRM previo debe haber una magnetización estable y fuerte la cual puede ser útil, si el tiempo de deposición puede ser determinado con precisión.
- Magnetización Remanente Química (QRM): Algunos minerales ferro-ferrimagnéticos pueden ser formados un gran tiempo después de que las rocas se enfriaron bajo la T_c . Se puede decir que esta magnetización también es posterior a la deposición, por la formación de un nuevo mineral con otras características magnéticas.
- Magnetización Remanente Isothermal (IRM): Es adquirido en tiempo corto, a temperatura constante (generalmente a temperatura ambiental) en presencia de un campo magnético externo generalmente fuerte.

- Magnetización Remanente Anhisterético (ARM): Si hay un campo magnético al momento en que una muestra está siendo desmagnetizada por campos alternos, ciertas partículas podrían ser magnetizadas en una dirección preferencial dada.
- Magnetización Remanente Post Deposicional (PDRM): Está magnetización es adquirida después de la deposición, cuando el sedimento se encuentra en forma *slurry* (una pasta aguada) antes de la consolidación. También se modifica su DRM original durante el proceso de secado.
- Magnetización Piezoremanente (SRM): Magnetización adquirida por esfuerzo o impacto.
- Magnetización Remanente Viscoso (VRM): Los materiales adquieren la magnetización gradualmente, durante un largo periodo de tiempo, cuando están expuestos a campos magnéticos externos.
- Magnetización Remanente Natural (NRM): Es la suma de la magnetización primaria (adquirida al momento de la formación), la secundaria y la inducida.

2.6 Dominios magnéticos

En la naturaleza los materiales ferromagnéticos se presentan en pequeñas cantidades (granos) dentro de una roca formada mayoritariamente de materiales diamagnéticos y paramagnéticos. Por tanto, en el análisis de las rocas es necesario tener en cuenta las propiedades magnéticas de estos pequeños granos y las de la roca encajonante. Para distinguirlas se representarán con minúsculas las propiedades de los granos individuales y con mayúsculas las del conjunto de la muestra. El análisis de estas propiedades requiere la introducción de los conceptos de dominio y multidominio (MD).

Entendemos por dominio cada una de las zonas de un grano de material en la que existe una dirección de magnetización predominante. A medida que el tamaño del grano disminuye, el número de dominios disminuye. Como veremos más

adelante, este umbral está determinado por un balance de energías y depende de la magnetización de saturación y de la forma del grano. Este diámetro es para la hematita del orden de $15\ \mu\text{m}$.

Supongamos un dominio sencillo (SD) formado por una partícula esférica de material con magnetización uniforme, lo que equivale a considerar que la magnetización resultante, $\mathbf{j}$, es igual a la saturación $\mathbf{j}_s$. Los momentos magnéticos pueden ser vistos como pares de *cargas* magnéticas cuya distribución hace que una semiesfera tenga carga magnética negativa y la otra positiva (lo que explica el nombre de "polarización magnética" en el SI). Dado que las cargas tienden a repelerse, existe una energía almacenada llamada "magnetostática" que como se verá más adelante, si la magnetización es uniforme, es proporcional a j_s^2 . Bajo este supuesto, $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s$ los materiales con elevada magnetización de saturación tienen una gran energía magnetostática.

La formación de varios dominios dentro de un mismo grano hace disminuir la energía magnetostática ya que el porcentaje de superficie cubierta por cargas magnéticas es más pequeño y las cargas de signo opuesto están más cerca. Aunque dentro de cada dominio la magnetización siga siendo $\mathbf{j}_s$ el grano adquiere en su conjunto una magnetización $\mathbf{j}$ ($\mathbf{j}_s$).

Los diferentes dominios están separados por regiones conocidas como "paredes de Bloch" (Figura 2.3) en las que los espines cambian gradualmente su dirección de la que es predominante en un dominio a la que es característica del adyacente. La pared tiene una energía finita y una anchura también finita. En concreto para la magnetita esta anchura es del orden de $0.1\ \mu\text{m}$.

El hecho de que la pared tenga una energía finita se explica por la existencia de un diámetro umbral, d_0 . Al disminuir el tamaño del grano la energía necesaria que constituye a la pared llega a ser mayor que la disminución en la energía magnetostática asociada a la división de un dominio en dos. El valor de d_0 depende de la magnetización de saturación y de la forma del grano. Cuanto menor es j_s ($2 \times 10^{-3}\text{G}$, $1\text{G} = 10^{-3}\text{ A/m}$), sucede lo contrario y sólo los granos muy pequeños son SD.

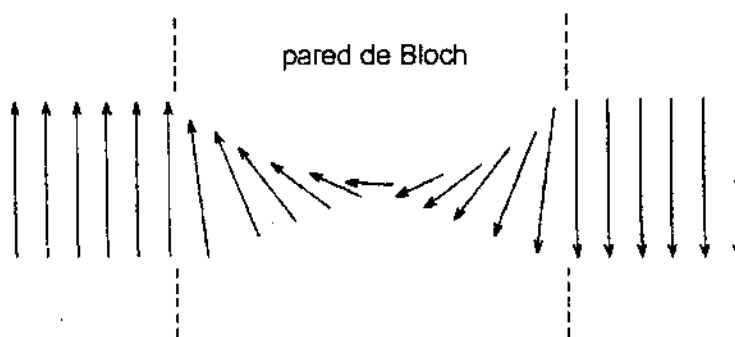


Figura 2.3. Diagrama de la pared de Bloch.

La forma también condiciona a d_0 . Por ejemplo, para un grano de magnetita de forma cúbica el diámetro para que sea SD debe ser menor que $0.1\mu\text{m}$ pero si la forma del grano es alargada, el grano puede tener hasta $1\mu\text{m}$ de longitud. Los granos SD son muy eficaces para transformar magnetización remanente y en general tiene campos coercitivos más elevados que los multidominio MD.

El paso de la organización del material ferromagnéticos en SD de gran tamaño a granos MD pequeños es continuo y da lugar a una distribución especial llamada de pseudo dominio sencillo (PSD) que se caracteriza porque el número de dominios es pequeño y éstos pueden tener momentos magnéticos importantes.

2.7 Susceptibilidad magnética

La susceptibilidad magnética χ es la propiedad que mide la facilidad con que una roca adquiere una magnetización temporal sólo en presencia de un campo magnético ($\mathbf{H}$). Si χ es positiva el material adquirirá una magnetización de igual sentido al campo $\mathbf{H}$ y se dice que el material es paramagnético o ferromagnético. Por el contrario, si la χ es negativa la magnetización inducida será de sentido opuesto al del campo $\mathbf{H}$ aplicado y se define como un material diamagnético. Cada

mineral magnético en las rocas consta de uno o más dominios magnéticos siendo estos directamente proporcionales al tamaño de grano, es decir, a mayor tamaño de grano mayor número de dominios, multidominios y una alta susceptibilidad χ , por otro lado, los granos pequeños muestran un dominio simple y una baja χ .

2.8 Ciclo de histéresis

En los materiales *ferromagnéticos*, las características de su magnetización se definen por su ciclo de histéresis. Este consiste en una respuesta de la magnetización a un campo que es aplicado en incrementos sucesivos hasta alcanzar la magnetización de saturación (M_s). Al disminuir el campo aplicado la magnetización disminuye por una curva diferente a la que originó la saturación. Además, en campo cero el material conserva una cierta magnetización (M_r), que se destruirá al cambiar de sentido el campo magnético en el valor $-H_c$ que define la fuerza coercitiva. Si se continúa disminuyendo se llegará a una nueva saturación, para un campo $-H_s$; si de nuevo se aumenta el campo, cambiará el sentido y se completará el ciclo de histéresis (Figura 2.4).

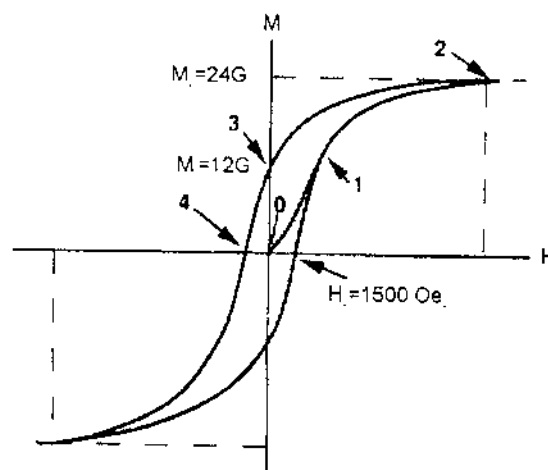


Figura 2.4. Ciclo de Histéresis.

2.9 Unidades en paleomagnetismo

Cuando comenzó a desarrollarse el paleomagnetismo (años 50 – 60) el sistema de unidades predominante era el cgs. Su empleo se convirtió en costumbre y ésta se ha mantenido hasta la actualidad dando lugar, en ocasiones, a una notable confusión ya que muchos textos, instrumentos de medida e incluso publicaciones, vienen expresadas en este sistema sin que a veces se advirtiera de ello al lector. La dificultad aumenta porque la terminología también es diferente. Así, muchos textos de Paleomagnetismo llaman magnetización $\mathbf{J}$ a lo que en el Sistema Internacional se conoce con el nombre de Polarización Magnética $\mathbf{J} = \mu_0 \mathbf{M}$. La confusión se origina porque en el sistema cgs μ_0 vale la unidad con lo que $\mathbf{J}$ y $\mathbf{M}$ tienen las mismas unidades. Sin embargo, conviene recordar que en el SI la magnetización es momento magnético por unidad de volumen y tiene como unidades A/m y ecuaciones de dimensión IL^{-1} , mientras que la polarización magnética se expresa en Teslas. La confusión aumenta porque en Paleomagnetismo la equivalencia entre el cgs y el SI se realiza en ocasiones llamando magnetización a la polarización magnética y momento dipolar magnético por unidad de Volumen a la magnetización. La equivalencia en este caso es $1 \text{ Gauss} = 10^3 \text{ A/m}$. En este texto seguiremos la notación paleomagnética y llamaremos magnetización y representaremos con $\mathbf{J}$ a lo que en el SI es realmente Polarización Magnética. Las unidades de magnetización en el cgs serán Gauss (G) y para convertirlas en la magnetización del SI y expresarlas en A/m se multiplicarán por 10^{-3} (en cambio para convertirlas en unidades de polarización magnética (Teslas) habrá que multiplicar el número de Gauss por $4\pi \cdot 10^{-4}$).

2.10 Tratamientos magnéticos

2.10.1 Desmagnetización mediante campos alternos

Esta técnica es la recomendada para el tratamiento de rocas ígneas, ya que la magnetización remanente térmica (componente original de las rocas ígneas) es muy resistente al lavado, mientras que las isotérmicas son muy sencibles.

La desmagnetización por campos magnéticos alternos consiste en destruir la magnetización (componentes secundarias) progresivamente por medio de la aplicación de campos alternos que van decreciendo en amplitud. Al aplicar un campo débil a la muestra de roca, los granos de menor coercitividad se alinean con respecto al campo aplicado, por otro lado, al reducirse el campo las posiciones de estas partículas se vuelven azarosas, quedando las remanencias de las partículas con coercitividades mayores a las del campo aplicado. Después de cada paso se mide la remanencia para poder obtener las direcciones primarias.

2.10.2 Desmagnetización térmica

La desmagnetización térmica implica el calentamiento de la muestra hasta temperaturas de desmagnetización T_{demag} menores a T_c (del mineral ferromagnético), y dejarla enfriar a temperatura ambiente. El proceso permite la remoción de magnetizaciones secundarias y que los granos con temperatura de bloqueo menor o igual a la T_{demag} pierdan progresivamente la magnetización termo remanente en un campo igual a cero.

Este método es efectivo para rocas donde la hematita es el mineral ferromagnético dominante. Al igual que en la desmagnetización mediante campos alternos las direcciones pueden ser graficadas en una red de Schmidt.

2.11 Representación de datos

Los diagramas de Zijderveld (1967) y los estereogramas son gráficos que permiten mostrar y obtener las componentes de magnetización.

El diagrama de Zijderveld (Figura 2.5) es una proyección ortogonal que ayuda a visualizar la desmagnetización progresiva de la magnetización remanente durante la desmagnetización térmica o por campos alternos. La ventaja de este diagrama es que la intensidad de la magnetización es incorporada en él.

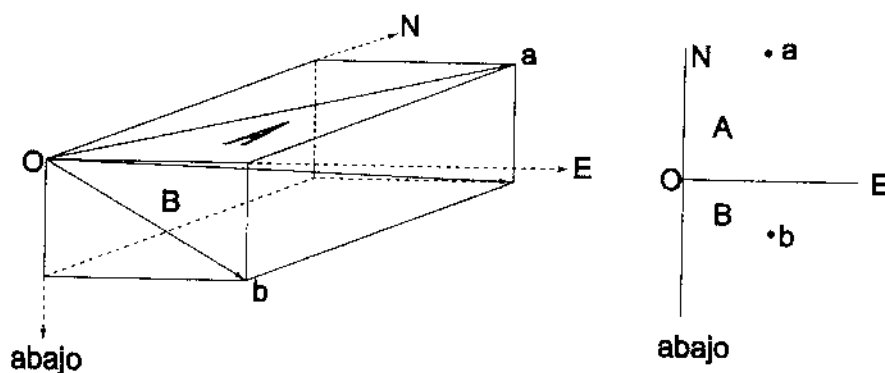


Figura 2.5. Diagrama de Zijderveld.

La distancia al origen es proporcional a la intensidad, en el proceso de desmagnetización los cambios de declinación, inclinación e intensidad formarán trayectorias sobre los planos. La proyección en el plano horizontal se refiere a la declinación magnética y el plano vertical a la inclinación magnética.

2.12 Métodos estadísticos en paleomagnetismo

Debido a la naturaleza de los datos paleomagnéticos es necesario el empleo de técnicas estadísticas para su análisis. La estadística empleada para determinar las direcciones medias de los vectores de magnetización en el cálculo de los polos

paleomagnéticos es de tipo bidimensional. La más utilizada es la de Fisher (1953), que se basa en suponer a los vectores de magnetización distribuidos en la superficie de una esfera. Existen otros métodos como los de Roberts y Ursell y la distribución normal bidimensional. En este trabajo solo se emplea la de Fisher de 1967.

La distribución de Fisher ve a las direcciones de los vectores de NRM de varios especímenes como puntos en la superficie de una esfera unitaria, con cada una de las direcciones con peso unitario.

La función de densidad Fisher $P_{dA}(\theta)$, es la probabilidad por unidad de área angular de encontrar una dirección dentro de dicha área dA , centrada a un ángulo θ de la media verdadera. El área angular se expresa en estereorradianes, donde el área total de una esfera unitaria son 4π estereorradianes. Las direcciones se encuentran distribuidas de acuerdo a la función de densidad de probabilidad:

$$P_{dA}(\theta) = \frac{\kappa}{4\pi \sinh(\kappa)} \exp(\kappa \cos \theta) \quad (2.2)$$

donde θ es el ángulo a la dirección verdadera, (cero en este caso) y κ es el parámetro de precisión, esto es una medida de la concentración de la distribución alrededor del valor medio, este valor crece en tanto sea mayor la concentración.

Sea ξ el ángulo acimutal alrededor de la dirección media verdadera, la probabilidad de una dirección dentro de un área angular dA , puede expresarse como sigue:

$$P_{dA}(\theta)dA = P_{dA}(\theta) \sin \theta d\theta d\xi \quad (2.3)$$

El término $\sin \theta$ aparece, ya que el área de una banda de ancho $d\theta$ varía sinusoidalmente; la normalización de la función de Fisher se expresa:

$$\int_{\xi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} P_{dA}(\theta) dA = P_{dA}(\theta) \sin \theta d\theta d\xi = 1.0 \quad (2.4)$$

La probabilidad $Pd\theta(\theta)$ de encontrar una dirección en una banda de ancho $d\theta$ entre θ y $\theta + d\theta$ está dada por:

$$P_{d\theta}(\theta) = \int_{\xi=0}^{2\pi} P_{dA}(\theta) dA = 2\pi P_{dA}(\theta) \sin\theta d\theta = \frac{\kappa}{2\sinh(\kappa)} \exp(\kappa \cos\theta) \sin\theta d\theta \quad (2.5)$$

y los ángulos de porcentaje, donde la dirección media se encuentra en ese margen, puede calcularse y algunos de los más comunes son los siguientes:

$$\theta_{50} = \frac{67.5^\circ}{\sqrt{\kappa}}, \quad \theta_{63} = \frac{81^\circ}{\sqrt{\kappa}}, \quad \theta_{95} = \frac{140^\circ}{\sqrt{\kappa}} \quad (2.6)$$

La dirección media puede calcularse mediante las expresiones:

$$D = \tan^{-1} \frac{\sum m_i}{\sum l_i} \quad I = \frac{\sin^{-1} \sum n_i}{R} \quad R = \sqrt{(\sum l_i)^2 + (\sum m_i)^2 + (\sum n_i)^2} \quad (2.7)$$

Donde l_i , m_i , n_i , son los cosenos directores de la i -ésima dirección.

Fisher demostró que la estimación del parámetro de precisión κ es:

$$\kappa = \left(\frac{N-1}{N-R} \right) \quad (2.8)$$

Cuando es conocida la dirección verdadera, o

$$\kappa' = \frac{N}{N - R \cos \omega} \quad (2.9)$$

Donde ω es el ángulo entre la dirección verdadera y las medidas estimadas.

Para darse ya una dirección media, debe de ir acompañada del límite de confianza, que en este caso es el llamado $\alpha_{95} = \alpha_{(1-P)}$ y está dado por la expresión:

$$\cos \alpha_{(1-P)} = 1 - \frac{N-R}{N} \left\{ \left(\frac{1}{P} \right)^{\frac{1}{N-1}} - 1 \right\} \quad (2.10)$$

una buena aproximación es si $\kappa \geq 10$, $N \geq 10$.

2.13 Polos magnéticos

A partir de la figura (Figura 2.6) sean (λ_s, ϕ_s) la latitud y longitud de un sitio dado y las del polo (λ_p, ϕ_p) , por lo tanto se forma un triángulo esférico con ápices (λ_s, ϕ_s) , (λ_p, ϕ_p) y el norte geográfico N. La colatitud (distancia angular desde el norte geográfico) del sitio es p_s , y la colatitud del polo magnético p_p .

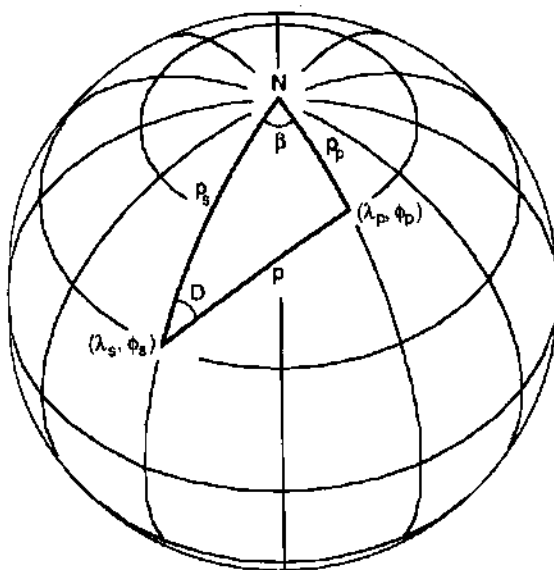


Figura 2.6. Determinación del polo geomagnético a partir de una dirección del campo magnético.

La colatitud magnética p es la distancia angular sobre círculo mayor, del sitio al polo magnético. La distancia angular se determina de la fórmula dipolar:

$$p = \cot^{-1} \left(\frac{\tan I}{2} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{2}{\tan I} \right) \quad (2.11)$$

utilizando la ley de los cosenos y la definición de colatitud, se obtiene:

$$\text{sen}\lambda_p = \text{sen}\lambda_s \cos p + \cos\lambda_s \text{sen} p \cos\lambda_s D \quad (2.12)$$

Donde $\phi_p = \phi_s + \beta$ si $\cos p \geq \text{sen}\lambda_s \text{sen}\lambda_p$ o bien $\phi_p = \phi_s + \pi - \beta$

El siguiente paso es determinar el ángulo β , que es la diferencia en longitud entre el polo y el sitio. Aplicándose la ley de los senos resulta:

$$\frac{\text{sen} p}{\text{sen} \beta} = \frac{\text{sen} p_p}{\text{sen} D} \quad (2.13)$$

de donde se puede despejar $\text{sen} \beta$, sustituyendo la colatitud de p, finalmente β queda expresada como:

$$\beta = \text{sen}^{-1} \left[\frac{\text{sen} p \text{sen} D}{\cos\lambda_s} \right] \quad (2.14)$$

donde: $-\pi/2 \leq \beta \leq \pi/2$.

En el caso de que la dirección media D_m , I_m sea transformada en polo paleomagnético, el círculo de confianza α_{95} se convierte en un óvalo y los errores en las diferencias medias serán:

$$dI_m = \alpha_{95} = dD_m \cos I_m \quad (2.15)$$

que corresponde a un error en la colatitud dp

$$dp = \frac{1}{2} \alpha_{95} (1 + 3 \cos^2 p) 2 \alpha_{95} \left(\frac{1}{1 + 3 \cos^2 I_m} \right) \quad (2.16)$$

y un error en la dirección perpendicular al meridiano dada por

$$dm = \frac{\alpha_{95} \text{sen} p}{\cos I_m} \quad (2.17)$$

Esto se debe a una transformación bipolar ya que bajo este tipo de transformación, un conjunto de direcciones con distribución de Fisher no pueden en general transformarse a un conjunto de VGP con distribución Fisher sino que son una distribución oval.

2.14 Paleodirecciones esperadas para un sitio dado

Se desea obtener la dirección del campo para un sitio dado con coordenadas geográficas (λ_s, ϕ_s) debido a un campo geocéntrico axial, con polo en (λ_p, ϕ_p) . Los puntos, N Norte geográfico, S sitio y el polo P, forman un triángulo esférico y se desea determinar D_x (Figura 2.7).

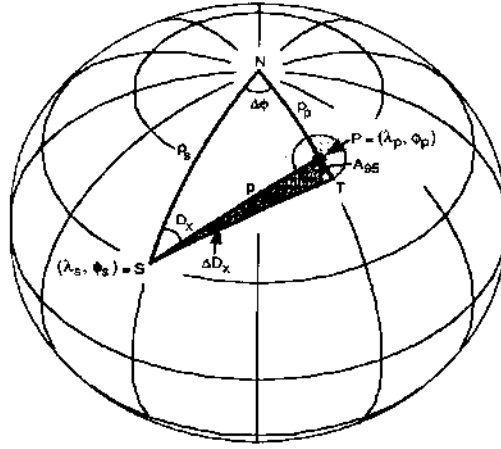


Figura 2.7. Geometría utilizada para la determinación del campo magnético esperado a partir de un polo magnético.

Aplicando la ley de los senos a SPN tenemos:

$$\cos p = \cos p_p \cos p_s + \sin p_p \cos \Delta \phi \quad (2.18)$$

como

$$p_p = \frac{\pi}{2} - \lambda_p; \quad p_s = \frac{\pi}{2} - \lambda_s; \quad \Delta \phi = \phi_p - \phi_s \quad (2.19)$$

Sustituyendo

$$\cos p = \sin \lambda_p \sin \lambda_s + \cos \lambda_p \cos \lambda_s \cos(\phi_p - \phi_s) \quad (2.20)$$

La inclinación esperada I_x , se puede determinar a partir de p de la ecuación dipolar:

$$I_x = \tan^{-1}(2\cot p) \quad (2.21)$$

El polo magnético, tiene un círculo de confianza, que en este caso es A95. El límite de confianza de I_x , se define como ΔI_x , y puede obtenerse a partir de dm:

$$\Delta I_x = A_{95} \left(\frac{2}{1 + 3\cos^2 p} \right) \quad (2.22)$$

De igual forma se determina la declinación esperada

$$\cos D_x = \frac{\sin \lambda_p - \sin \lambda_s \cos p}{\cos \lambda_s \sin p} \quad (2.23)$$

su límite de confianza, se obtiene aplicando la ley de los cosenos al triángulo esférico STP.

$$\frac{\sin A_{95}}{\sin D_x} = \frac{\sin p}{\sin T} \text{ y como } T = \frac{\pi}{2}, \text{ su seno es } 1 \quad (2.24)$$

2.15 Paleointensidad absoluta

Los estudios paleomagnéticos realizados en los últimos años ponen mayor énfasis en la intensidad del paleocampo o paleointensidad, ya que como sabemos el campo magnético es una magnitud vectorial y además de la dirección es necesario determinar su magnitud.

2.15.1 Determinación de la paleointensidad

La magnetización termorremanente TRM es única entre las formas de magnetismo natural remanente que proporciona información acerca de las intensidades en el pasado del campo geomagnético. Considerando la ecuación que

describe dependencia de TRM con varios parámetros incluyendo la intensidad del campo magnetizante H:

$$TRM(T^{\circ}C) = AH \quad (2.25)$$

La dependencia con el campo magnético se obtiene combinando términos que dependen del tamaño de grano, de la forma y de la temperatura de bloqueo. Así la TRM depende linealmente de la intensidad del campo magnético presente durante el enfriamiento a través de la temperatura de bloqueo. Si la TRM bajo consideración se formó por enfriamiento en el campo geomagnético, esta TRM (TRM_{paleo}) natural es linealmente dependiente de la intensidad del campo geomagnético, y usualmente se conoce como paleointensidad. Es necesario diseñar experimentos de paleo intensidad para determinar la constante A. Una muestra particular de una roca contiene una TRM primaria que llamamos TRM_{paleo} , que es posible medir, lo que hay que determinar es la constante de proporcionalidad A. Esto se hace dándole a la muestra una nueva TRM (TRM_{lab}) en un campo conocido H_{lab} para tener:

$$TRM_{lab} = AH_{lab} \quad (2.26)$$

Si la TRM natural TRM_{paleo} es una componente simple de TRM, combinando ambas ecuaciones podemos eliminar la constante de proporcionalidad A y resolvemos para H_{paleo} :

$$H_{paleo} = \left(\frac{TRM_{paleo}}{TRM_{lab}} \right) H_{lab} \quad (2.27)$$

En principio todas las cantidades son medibles y la paleointensidad puede ser determinada, pero el experimento depende de la suposición de que la constante de proporción no cambia. Esto significa que no hay cambios en las propiedades que determinan A, (tamaño de grano, o la composición de los granos ferromagnéticos, etc.), cambios que se pueden llevar a cabo en forma natural o durante el calentamiento en el laboratorio. Esto hace que en la práctica la determinación de las paleointensidades sea muy difícil ya que los granos ferromagnéticos portadores de la TRM natural a menudo han sufrido alteraciones o el calentamiento requerido en el laboratorio induce cambios físicos-químicos. Para controlar esta situación se

realiza un experimento que extrae información útil de paleointensidad en bajas temperaturas antes de que las alteraciones en temperaturas mayores se presenten, este experimento se hace usualmente en series de pasos de calentamiento progresivo. Este procedimiento involucra un doble proceso de calentamiento:

- 1 La muestra es primero calentada a una temperatura T_i por encima de la temperatura ambiente pero por debajo de la temperatura de Curie. La muestra es entonces enfriada a temperatura ambiente en un campo magnético nulo (cero), y la TRM_{paleo} remanente en la muestra es medida. La diferencia entre TRM_{paleo} antes del calentamiento y TRM después de calentar a T_i es la cantidad de TRM natural con temperaturas de bloqueo $\leq T_i$, esta diferencia es la magnetización parcial termorremanente (pTRM) portada por granos con temperaturas de bloqueo $\leq T_i$.
- 2 De nueva cuenta la muestra es calentada a T_i pero ahora es enfriada en un campo magnético conocido H_{lab} y la cantidad de pTRM adquirida durante este enfriamiento es medida. La TRM_{paleo} remanente después del primer calentamiento T_i se grafica contra la pTRM adquirida en el enfriamiento en H_{lab} seguido del segundo calentamiento. Este doble proceso de calentado se repite incrementando la temperatura.

La ley aditiva de PTRM dice que la PTRM adquirida en un intervalo de temperaturas de bloqueo es independiente de la PTRM adquirida en otro intervalo. Así la ecuación puede aplicarse a cada temperatura T_i , y cada dato o punto en la gráfica proporciona una estimación de la paleointensidad H_{paleo} . Si no ocurren cambios en los granos ferromagnéticos, los puntos obtenidos a temperaturas progresivamente mayores están sobre una línea recta. La pendiente de dicha recta es:

$$pendiente = -\frac{H_{paleo}}{H_{lab}} \quad (2.28)$$

El empleo de este doble proceso de calentamiento es útil para obtener información de paleointensidad en bajas temperaturas antes de que se presenten alteraciones, pero requiere de mucho tiempo y el porcentaje de éxito suele ser muy

bajo. Es por ello que se conoce más acerca de las direcciones del campo magnético que de sus intensidades en el pasado. Sin embargo el conocimiento de las paleointensidades es crucial para la evaluación de modelos del campo geomagnético.

Capítulo 3

Contexto geológico y detalles de muestreo

3.1 Contexto geológico de la zona de estudio

En la Figura 3.1 se muestra un mapa de la región del Cáucaso Menor. Esta extiende de Este a Oeste, alrededor de un centenar de kilómetros al sur de la cadena del Gran Cáucaso y hasta el límite del altiplano Armenio. Está unido al Cáucaso Mayor por la cadena montañosa de Souram y su cumbre más elevada es el volcán Aragats, que llega a los 4095 m de altitud. Las fronteras de Georgia, de Armenia y de Azerbaiyán atraviesan la cadena del Cáucaso Menor. El sistema montañoso del Cáucaso es parte del cinturón orogénico Alpino-Himalayo, que es la mayor zona de colisión continental en el mundo (por ejemplo, Koulakov, 2011), es resultante del movimiento de la placa Eurasia y Árabiga, que se encuentran todavía convergentes (Adamia *et al.*, 2008). La región del Cáucaso perteneció durante el Proterozoico tardío al Cenozoico temprano, al ahora desaparecido Mar de Tethys y sus márgenes (Adamia *et al.*, 2011). La región del Cáucaso está caracterizada por su compleja actividad tectónica, mostrando estructuras tanto compresionales N-S (cabalgaduras y plegamientos E-W) como extensionales dirección E-W (fallas normales sub-meridionales y diques) (Rebaï *et al.*, 1993). Tres direcciones principales de fallas activas, compatibles con las compresión N-S producida por la convergencia de las placas Árabiga y Euroasiática, pueden distinguirse en Georgia (Adamia *et al.*, 2008). El primer grupo de estructuras está caracterizado por un echado WNW-ESE o W-E y representado por estructuras compresionales como fallas inversas y cabalgaduras. Los otros dos grupos están caracterizados por un echado NE-SW o NW-SE. Principalmente, hay estructuras extensionales pero tienen una componente considerable de desplazamiento (Adamia *et al.*, 2011).



Figura 3.1 Mapa de la ubicación del Cáucaso Menor.

La evolución geológica y estructural del Cáucaso está determinada principalmente por su ubicación entre una amplia zona de colisión de las placas Arábica y Euroasiática (Adamia *et al.*, 2011). El movimiento relativo entre ambas placas tiene una dirección S-N aproximada con un ritmo de convergencia entre 20 a 30 mm por año según Adamia *et al.*, (2011). Sella *et al.*, 2002 estimaron un ritmo de convergencia menor cercano a los 12 mm por año basándose en un modelo de movimiento de placas mediante datos GPS. La colisión inicial entre las placas Euroasiática y Arábica sucedió durante el Oligoceno al Mioceno medio formando algunos de los cinturones montañosos del Cáucaso Mayor y Cáucaso Menor durante la etapa de colisión (Oligoceno-Mioceno Medio) como en la etapa post colisión (Mioceno Tardío-Cuaternario), Adamia *et al.*, 2008.

La evolución tectónica del Cáucaso se puede resumir en tres etapas principales (Philip *et al.*, 1989):

Durante el Jurásico, Cretácico, y Paleógeno se llevó acabo la subducción del Mar de Tethys hacia el sur de los bloques continentales de Turquía, el Cáucaso Menor y el Iraní. Se desarrolló un mar marginal entre estos bloques y la plataforma Rusa,

y un arco volcánico que se encontraba activo en la parte sur del mar. La Placa Arábica empezó a migrar hacia el Norte, reduciendo el tamaño del mar de Tethys.

Posteriormente, se cerró por completo el mar de Tethys (20 Ma) y la subducción se desplazó hacia el norte de mar marginal. Se desarrolló vulcanismo calco-alcalino en el norte de la nueva subducción. El mar marginal se cerró rápidamente y comenzó la etapa de colisión continental. La colisión continental se caracterizó por el movimiento hacia el norte de la Placa Arábica y la posterior expulsión de la Placa Anatólica hacia el Este y la Placa Arábica hacia el Oeste (Figura. 3.2). Conforme el Cáucaso Menor era empujado hacia el Norte por la Placa Arábica, y colisionaba con corteza continental, inició el surgimiento del Cáucaso Mayor.

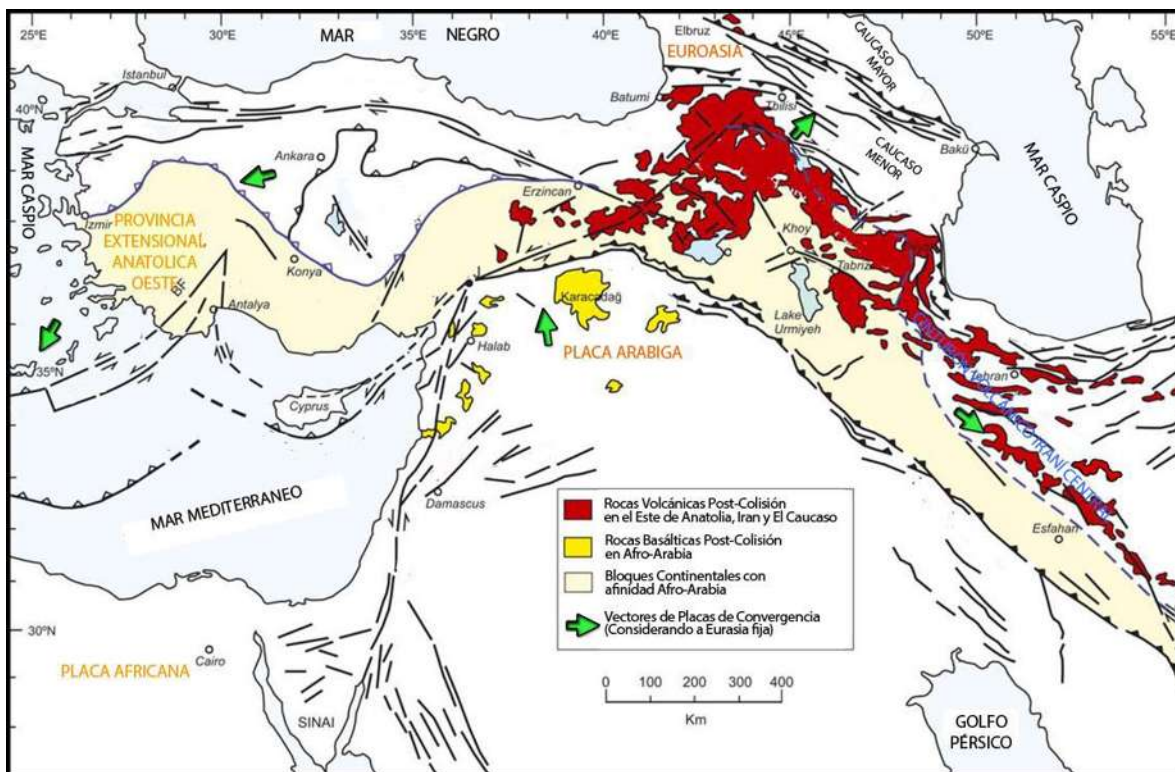


Figura 3.2. Mapa Tectónico del Cáucaso. En el que se muestra el movimiento convergente de la Placa Arábica y Eurasia, y la expulsión del Bloque Iraní en el Este y del Bloque Anatólico en el Oeste (Este movimiento convergente es el que da origen a la formación del Cáucaso Mayor y Menor) Se muestra la gran cantidad de rasgos tectónicos de la zona. (Modificado de Dylek *et al.*, 2010).

El vulcanismo en la meseta de Djavakheti (donde se encuentra la zona de estudio) y en algunas otras zonas de Georgia, se encuentra relacionado al proceso de extensión W-E, que ocasiona el surgimiento de un sistema de fallas sub-meridionales que sirven como conductos para el magma fundido que sube (Adamia *et al.*, 2008).

El Cáucaso está caracterizado por su importante y continua actividad volcánica (Figura 3.3), al menos desde el Jurásico hasta el presente (e.g., Rebaï *et al.*, 1993). El magmatismo neógeno-cuaternario en el Cáucaso está asociado a la colisión entre las placas Euroasiática y Arábica (Koronovskii y Demina, 1999), tuvo su inicio en el Mioceno medio, y duró hasta el Holoceno; la última erupción volcánica tuvo lugar en tiempo histórico (e.g., Aydar *et al.*, 2003). Existen varios tipos de volcanes, predominantemente monogenéticos y poligenéticos, que son los que forman centros volcánicos de erupción en Georgia. Los productos de la erupción están representados por lavas y sus piroclastos, resultando en la formación de series calco-alcalinas y subalcalinas (Tutberidze, 2012).

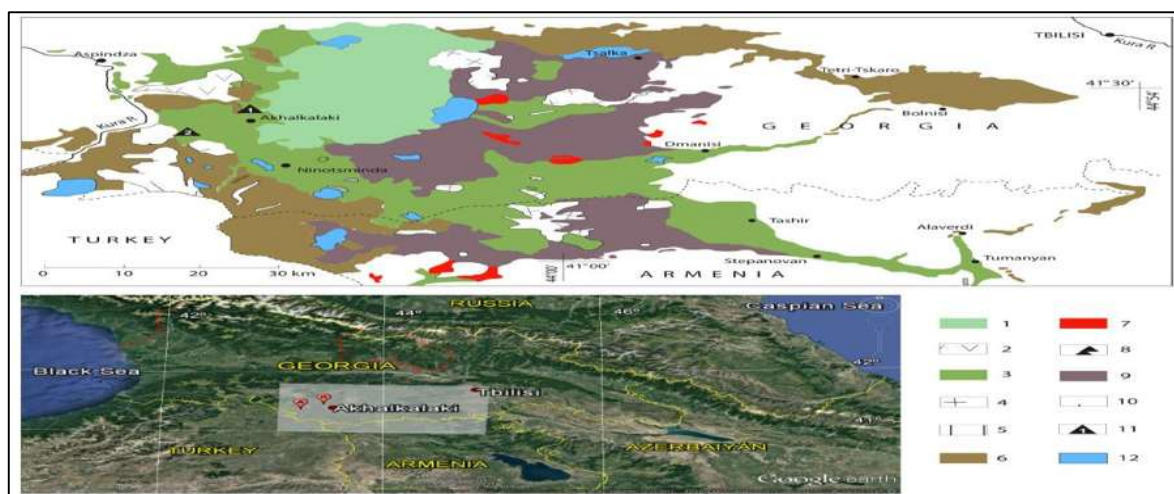


Figura 3.3. Mapa geológico-esquemático (Modificado de Lebedev *et al.*, 2008 y Calvo-Rathert *et al.*, 2013) del Vulcanismo Pliocénico-Cuaternario en la Meseta de Djavakheti. 1: Volcanes cuaternarios del ridge Samsari (800-0ka); 2: Lavas básicas (1.75–1.55 Ma); 3: lavas básicas (2.15–1.95 Ma). 4: lavas dacíticas del ridge Djavakheti (2.25 Ma); 5: Hyalodacitas (2.5 Ma); 6: Lavas básicas (2.65–2.45 Ma); 7: Riolitas y dacitas de los volcanes de Chikiani, Agvorik y Busistsikhe (2.85–2.6 Ma); 8: Dacitas (3.15–3.11 Ma) del flujo de lava de Kumurdo (a) y del Volcán Amiranisgora (b); 9: Lavas básicas (3.22–3.04 Ma); 10: Lavas básicas (3.75–3.55 Ma).

La Meseta de Djavakheti es una de las zonas neo-volcánicas más grandes del Cáucaso Menor (Figura 3.3). El basamento de la Meseta de Djavakheti está compuesto por rocas volcano-sedimentarias del Cretácico y Paleógeno, que están superpuestas por secuencias de rocas volcánicas Neógeno-Cuaternaria, que derivan de tres etapas principales: Mioceno-Tardío-Plioceno temprano (8.3-4.8 My), Plioceno-tardío a Pleistoceno temprano (4-0 – 1.8 Ma) y Pleistoceno tardío (menos de 1.5 My) (Milanovski *et al.*, 1973; Tutberidze, 2004; Lebedev *et al.*, 2008).

El vulcanismo activo se encuentra relacionado con los procesos de extensión W-E, causando el levantamiento del sistema submeridional de fallas que sirvió como conducto para el magma (Adamia *et al.*, 2008), arrojando una gran cantidad de material. La gran movilidad que presenta el magma básico, favorece la formación de flujos de lava de decenas de metros de largo y docenas de metros de espesor, resultando en el relleno de los paleovalles, como el Valle Kura que tiene una altitud relativa de 150-300 metros por encima del nivel actual del río Kura. Lebedev *et al.*, (2008) analizaron y fecharon 6 muestras de diferentes horizontes por el método de K-Ar, obteniendo edades entre 2.23 y 2.03 Ma.

3.2 Detalles de muestreo

La recolección de las muestras de este estudio fue realizado en una de las áreas neovolcánicas más extensas en el Cáucaso menor (Figura 3.4), se trata de una unidad tectónica joven formada durante el Neogeno-Cuaternario y es una de las regiones sísmicas más activas del Cáucaso. Su basamento está compuesto por rocas vulcano genéticas sedimentarias del Cretácico y del Paleógeno las cuales quedan expuestas por la erosión. También puede observarse a lo largo de toda la

región que estas rocas están cubiertas por secuencias de rocas volcánicas del Neógeno-Cuaternario, cuyo espesor llega a alcanzar hasta cientos de metros.

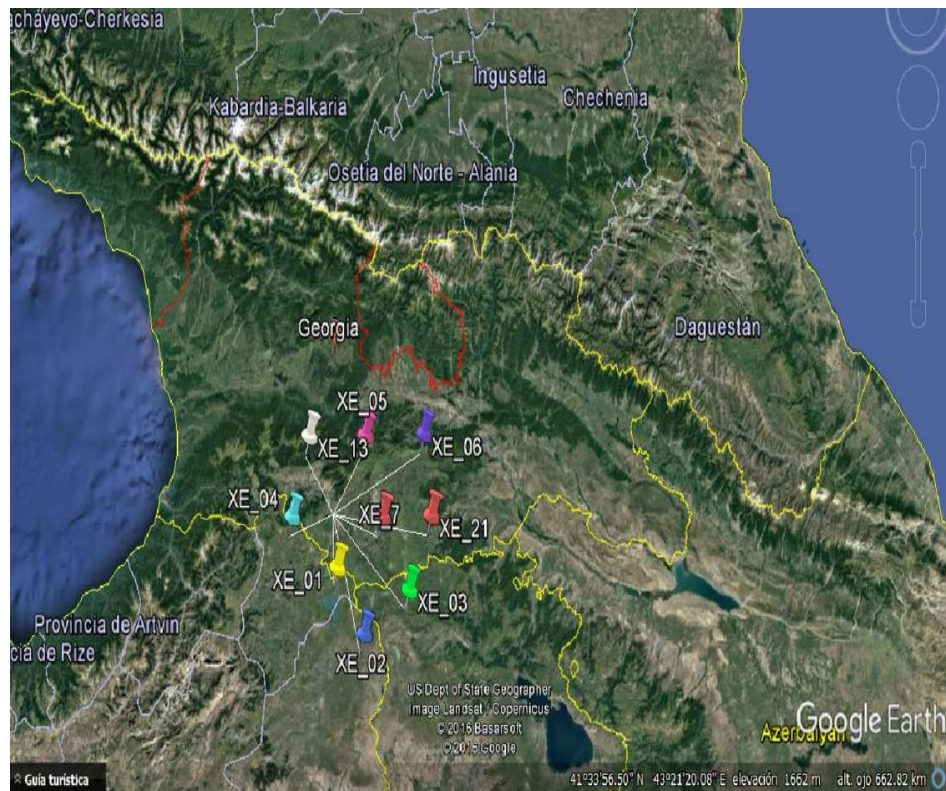


Figura 3.4 Mapa de la ubicación de las muestra recolectadas.

Se recolectaron 172 muestras (de 8 a 10 muestras paleomagnéticas estándar por sitio) provenientes de una secuencia volcánica formada por 22 flujos de lava independientes ($41^{\circ} 28' 37''N$, $43^{\circ} 16' 48''E$), la mayoría de ellas fueron perforadas en la parte más baja de los flujos, con la esperanza de obtener muestras con el grano más fino posible. Las muestras se obtuvieron con ayuda de una perforadora portátil de gasolina, todos los núcleos fueron orientados con brújula magnética y solar siempre que fue posible como se muestra en la Figura 3.5. Las muestras fueron recolectadas durante una campaña de muestreo realizada en julio del 2016 por el Dr. Avto Goguichaichvili (UNAM, México) y el Dr. Manuel Calvo Rathert (U. Burgos España) y fueron trasladados por mensajería aérea a las instalaciones del laboratorio del laboratorio de magnetismo natural LIMNA de la unidad michoácana del instituto de Geofísica de la UNAM.

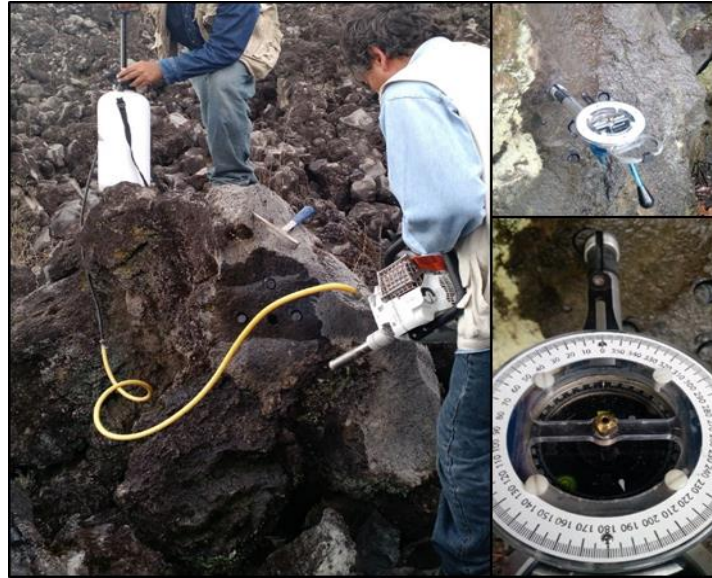


Figura 3.5 Extracción de núcleos paleomagnéticos. Perforadora de gasolina, orientador magnético y detalle del orientador magnético.

Posteriormente las muestras son preparadas en el laboratorio para los experimentos de paleomagnetismo y de magnetismo en rocas, la preparación consiste en la identificación detallada de cada muestra y de cada espécimen, posteriormente se realiza un proceso de cortado para obtener núcleos paleomagnéticos estándar (cilindros de 2.5 cm de diámetro por 2.2 de largo, Figura 3.6).



Figura 3.6 Preparación de muestras.

Capítulo 4

Metodología

4.1 Preparación de muestras

Para la obtención de cada espécimen se lleva a cabo un procedimiento. En el momento del afloramiento, mediante el empleo de perforadoras portátiles con motor de gasolina, brocas de alrededor de 20 a 25 cm de longitud y diámetro interior de aproximadamente de 2,5 a 2,6 cm, como se muestra en la Figura 4.1, estas brocas son enfriadas con agua durante la perforación.



Figura 4.1 Obtención de muestras.

Las muestras obtenidas en campo se recortan en pequeños trozos llamados especímenes, Antes de iniciar el proceso de cortado de las muestras, estas se vuelven a marcar indicando la orientación, sentido de la perforación y la clave, con el fin de que al momento de realizar el corte no se borren dichos atributos. Los cortes de muestras se realizan con una cortadora de roca equipada con dos hojas de bronce no magnéticas diamantadas como se muestra en la Figura 4.2.

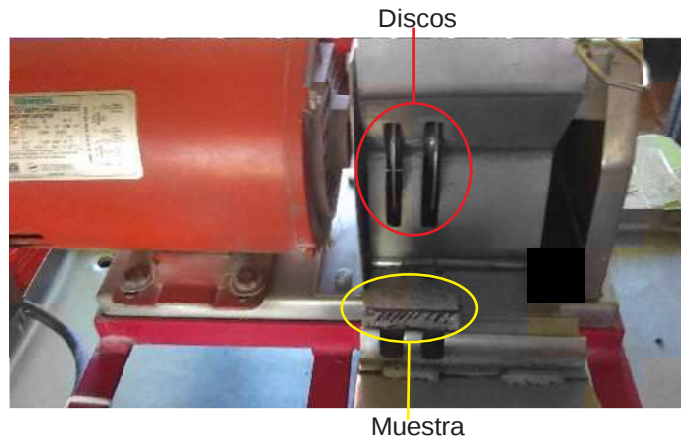


Figura 4.2. Cortadora de roca.

Para la realización de los experimentos se requiere en núcleos paleomagnéticos estándar; cilindros de 2.5 cm de diámetro por 2.2 cm de largo, como se muestra en la Figura 4.3 todos estos se obtienen al realizar el corte de la muestra con la cortadora.



Figura 4.3 Detalles de los núcleos paleomagnéticos estándar para la realización de los experimentos de rocas.

Finalmente, previo a la realización de los tratamientos magnéticos y con el fin de reducir los efectos de la magnetización viscosa, se colocan las muestras dentro de un blindaje magnético durante 15 días como se muestra en la Figura 4.4.



Figura 4.4 Muestras dentro del blindaje magnético

4.2 Medición de magnetización remanente natural

Es la magnetización presente en los núcleos paleomagnéticos antes de ser sometidos a cualquier tipo de desmagnetización. Para la realización del experimento se sacan las muestras que se mantuvieron durante quince días en el blindaje magnético. Posteriormente se realiza la medición de la NRM utilizando un magnetómetro de giro AGICO JR6 (Figura 4.5) del laboratorio interinstitucional de magnetismo natural (LINMA) de la UNAM.



Figura 4.5 Magnetómetro de giro AGICO JR6.

Para iniciar las mediciones primero se inicia el proceso de calibración del equipo utilizando un núcleo de acrílico el cual viene con el magnetómetro y contiene una muestra de referencia conocida.

El principio de la medición de roca consiste en que el espécimen se coloque en cuatro posiciones diferentes ya que el magnetómetro requiere al menos cuatro pasos (+x,-x,+y,-y) para poder determinar una dirección de las posiciones de la muestra en cada paso. El magnetómetro gira a una velocidad angular constante para crear un campo magnético variable en el tiempo y con ello inducir una corriente en las bobinas que se encuentran al lado de la muestra, produciendo así un voltaje la cual es medida por el instrumento y le asocia un valor.

Mediante el análisis de Fourier, realizado por el software proporcionado por el fabricante, se calculan dos componentes rectangulares de la proyección del vector RM en el plano perpendicular al eje de rotación.

4.3 Desmagnetización mediante campos alternos

Esta técnica es la recomendada para el tratamiento de rocas ígneas, ya que la magnetización remanente térmica (componente original de las rocas ígneas) es muy resistente al lavado.

La desmagnetización por campos magnéticos alternos consiste en destruir la magnetización (componentes secundarias) progresivamente por medio de la aplicación de campos alternos que van decreciendo de amplitud. Al aplicar un campo débil a la muestra de roca, los granos de menor coercitividad se alinean con respecto al campo aplicado. Por otro lado, al reducir el campo las posiciones de estas partículas se vuelven azarosas, quedando las remanencias de las partículas con coercitividades mayores a las del campo aplicado. Los valores de la intensidad de los campos magnéticos aplicados iniciaron en 5mT o 10mT con incrementos del mismo valor inicial hasta que se observó que las muestras no continuaban la desmagnetización o si se observa una remagnetización. Después de cada paso se mide la remanencia para poder obtener las direcciones primarias.

Este proceso se realiza empleando un desmagnetizador marca Schonstedt modelo GSD-5 como se muestra en la Figura 4.6.



Figura 4.6 desmagnetizador mediante campos alternos marca Schonstedt modelo GSD-5.

4.4 Desmagnetización térmica

La Desmagnetización térmica consiste en calentar gradualmente las muestras dentro de un ambiente libre de campos magnéticos externos hasta alcanzar los 540 o 560°C incrementando 50°C en cada etapa. Luego de cada paso de calentamiento y de que la muestra se ha enfriado hasta la temperatura ambiental, se mide la magnetización remanente en cada muestra con el magnetómetro. Este experimento se realizó con un desmagnetizador marca ASC modelo TD48, (Figura 4.7).



Figura 4.7: Desmagnetizador térmico marca ASC modelo TD48.

4.5 Propiedades magnéticas de las rocas

Con el fin de identificar a los minerales magnéticos portadores de remanencia y comprobar su estabilidad magnética se realizan mediciones de susceptibilidad magnética en función de la temperatura (curvas termomagnéticas k-T) utilizando una muestra por cada unidad estudiada.

Para poder medir las propiedades magnéticas de las rocas se requiere que los especímenes sean pulverizados, donde los fragmentos de mayor tamaño no tengan un diámetro mayor a 1mm. La preparación de las muestras para este experimento consistió en colocar las muestras dentro de un periódico y posteriormente fueron golpeados con un martillo de plástico (para evitar contaminación de materiales ferromagnéticos) y finalmente con ayuda de un tamiz se aseguró que las muestras tuvieran el tamaño adecuado como se muestra en la Figura 4.8.



Figura 4.8. Pulverizando. Pequeños trozos de las muestras de roca se pulverizan con ayuda de un mortero y posteriormente son tamizadas para lograr un tamaño uniforme de las partículas.

Utilizando un susceptibilímetro marca AGICO modelo MFK1 como el que se muestra en la Figura 4.9, los especímenes son calentados en presencia de gas Argón para reducir los efectos de la oxidación de las muestras, hasta alcanzar los

650°C con un ritmo de calentamiento de 10°C/min y posteriormente se enfriaron al mismo ritmo.



Figura 4.9 Susceptibilímetro marca AGICO modelo MFK1 utilizado para obtener las curvas termomagnéticas k-T.

Capítulo 5

Resultados y discusión

5.1 Propiedades magnéticas de rocas

Con el fin de identificar a los portadores responsables de la magnetización remanente y conseguir información acerca de su estabilidad paleomagnética, se llevaron a cabo experimentos de magnetismo en rocas. Estos experimentos consisten de mediciones para obtener curvas termomagnéticas continuas k-T (susceptibilidad vs temperatura) y experimentos de histéresis magnética.

5.1.1 Curvas continuas de susceptibilidad

Se realizaron mediciones de susceptibilidad (curvas k-T) utilizando un susceptibilímetro marca AGICO modelo MFK1 equipado con horno, una muestra de cada sitio fue calentada hasta temperaturas cercanas a los 650° C en presencia de gas argón con un ritmo de calentamiento de 15° C/min y posteriormente enfriadas al mismo ritmo. Las temperaturas de Curie se obtuvieron siguiendo el método doble tangente de Grommé *et al.*, (1969).

Durante los experimentos de susceptibilidad contra temperatura se observaron los siguientes comportamientos:

La mayoría de las muestras presentan una sola fase ferromagnética, con una temperaturas de Curie cercanas a los 580°C lo que corresponde a la presencia de magnetita o titanomagnetita pobre en titanio con un comportamiento prácticamente reversible (Figura 5.1, muestra 94X098), y algunas mostraron comportamiento no reversible (muestras 94X145, 94X167) esto debido posiblemente a la alteraciones fisicoquímicas producidas durante el calentamiento. En algunas pocas muestras se

observó durante el calentamiento una fase ferromagnética con una temperatura de Curie baja (280°C) la cual corresponde a la titanomagnetita con alto contenido en titanio, estas curvas son irreversibles (muestra 94X023).

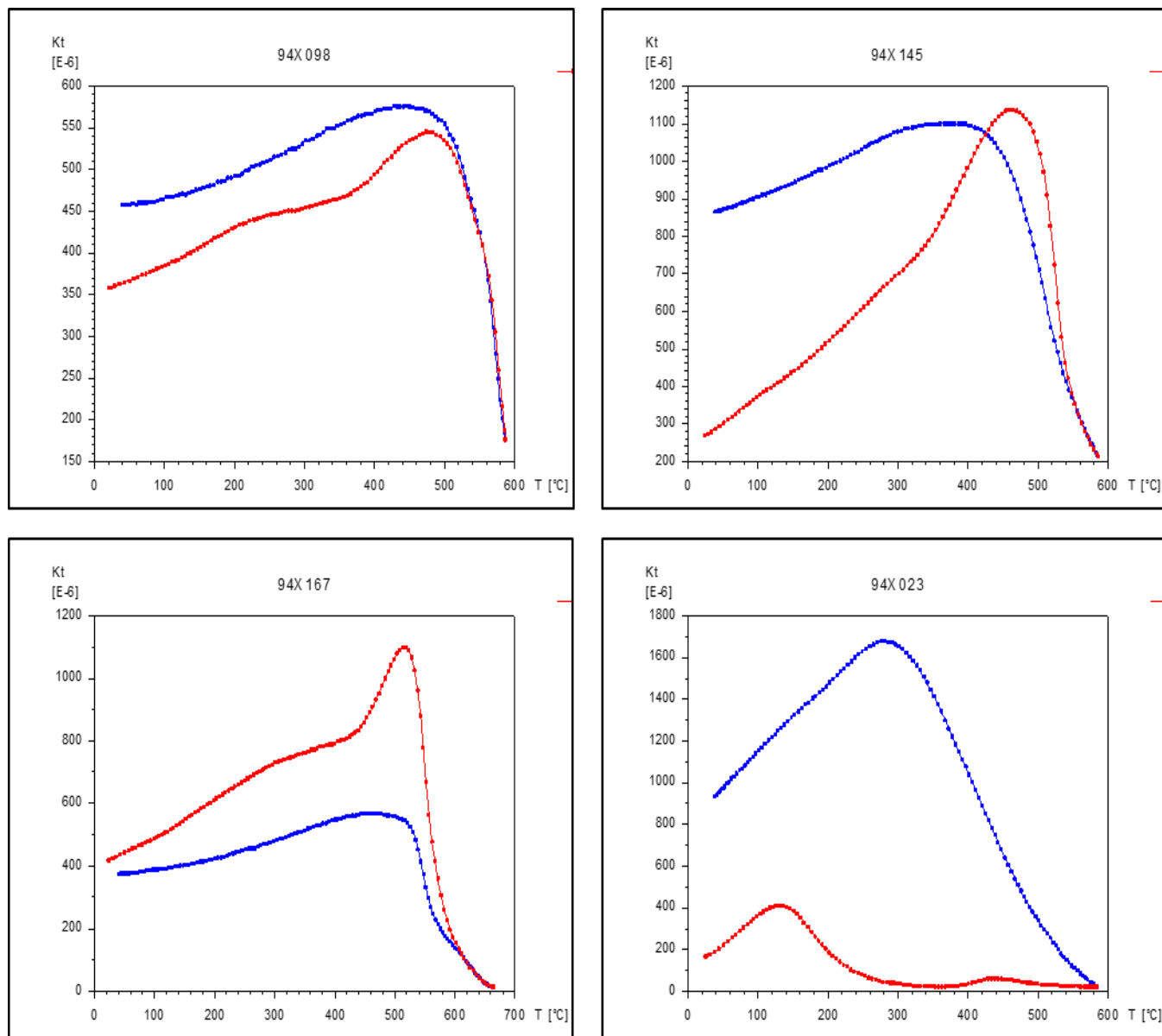


Figura 5.1: Curvas representativas de susceptibilidad vs temperatura, las líneas de color rojo y azul indican el comportamiento durante el calentamiento y enfriamiento respectivamente.

5.2 Determinación de las paleodirecciones

Previo a la realización de los tratamientos magnéticos y con la finalidad de reducir los efectos de la magnetización viscosa, se colocaron las muestras dentro de un blindaje magnético durante 15 días. Posteriormente se midió la magnetización remanente natural (NRM) a todas las muestras de cada flujo. Las mediciones fueron realizadas utilizando un magnetómetro de giro AGICO JR-6 (Figura 4.5) en las instalaciones del Laboratorio Interinstitucional de Magnetismo Natural LINMA de la UNAM.

Se desmagnetizaron de 6 a 8 muestras por sitio mediante la aplicación de campos alternos y mediante desmagnetización térmica. La desmagnetización por campos alternos consiste en aplicar progresivamente campos magnéticos alternando la posición de la muestra respecto de la dirección del campo aplicado. Los valores de la intensidad de los campos magnéticos aplicados van desde 5mT hasta 90mT con incrementos graduales de 5mT, después de cada incremento del campo se mide la remanencia presente en las muestras con el magnetómetro. Este proceso se realizó empleando un desmagnetizador marca Schonstedt modelo GSD-5, (Figura 4.6).

Se midió la magnetización natural remanente a todas las muestras, 172 en total, un espécimen por muestra). Posteriormente se desmagnetizaron 42 muestras piloto mediante campos alternos y 42 por Desmagnetización térmica para elegir la técnica que permitiera determinar las componentes de la magnetización característica con mayor confiabilidad. En total se desmagnetizaron 126 especímenes mediante campos alternos y 42 térmicamente.

Cerca del 40% de las muestras estudiadas exhiben un comportamiento unidireccional estable con tendencia al origen de coordenadas en los diagramas de Zijderveld (1969), Figura 5.2, muestras 94X171A y 94X055A. Otra gran cantidad importante de muestras (30%) presentó la existencia de dos componentes magnéticas, una de ellas de baja coercitividad que fue fácilmente removida durante

los primeros pasos de desmagnetización aplicando campos entre los 5 o 15 mT o bien a temperaturas de 100°C a 150°C lo que posiblemente indica que esta componente es de origen viscoso, una vez removida esta componente se logró determinar las componentes de la magnetización característica natural MCN, (Figura 5.5, muestra 94X36A). En algunas otras muestras se observó que, luego de aplicar campos de hasta 90mT o temperaturas de 600°C, se conserva cerca del 30% de la magnetización natural remanente MRN original, sin embargo la remanecía en estas muestras disminuye linealmente hacia el origen por lo que fue posible obtener las direcciones características de la MCN, muestras 94X051A y 94X102A. En las muestras pertenecientes al sitio XE_06 se aprecia un comportamiento errático durante los tratamientos por lo que no fue posible determinar las componentes de la MRC. (Figura 5.5, muestra 94X048A).

El valor del campo destructivo medio se encuentra en el intervalo de 40 a 55 mT, lo que sugiere la presencia de “pequeños” granos de dominio pseudo sencillo como los portadores de la magnetización remanente (Dunlop y Özdemir, 1997).

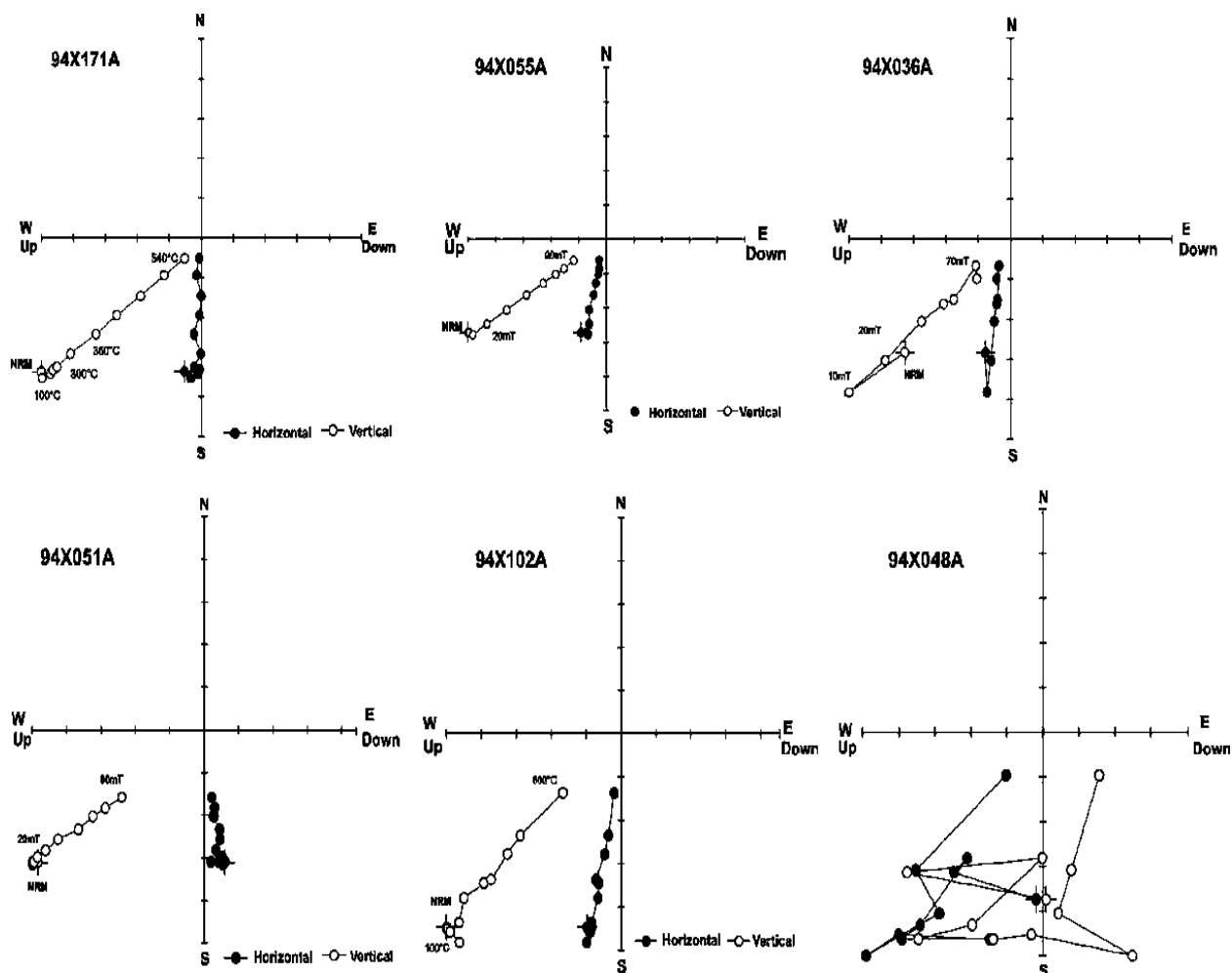


Figura 5.2: Curvas ortogonales de desmagnetización por campos alternos o calentamiento sucesivo. Los números se refieren a la temperatura en °C o el valor pico del campo en mT.

La dirección de magnetización se determinó utilizando el método de mínimos cuadrados (Kirschvink, 1980) utilizando de 5 a 10 puntos para el análisis de la componente principal. Posteriormente se promediaron las direcciones por unidad estudiada (sitio) y mediante la estadística de Fisher se obtuvieron los principales parámetros (Tabla 5.1).

Tabla 5.1. Direcciones promedio de la remanencia removida de cada flujo. Lat., Long. Son la latitud y longitud geográfica respectivamente; Dec, Declinación, Inc, Inclinación. k y α_{95} , parámetro de precisión y radio del cono de 95% confianza de la estadística de Fisher, VGP Lat. y VGP Long. son la latitud y longitud del polo geomagnético virtual asociado a cada sitio.

Sitio	Lat °N	Long °E	Dec. (°)	Inc. (°)	α_{95} (°)	n/N	k	R	VGP ° LAT	VGP ° LONG
XE_01	41.4776	43.2804	205	-50.7	4.6	6/8	209	5.98	67.628	151.925
XE_02	41.4776	43.2802	200.4	-57.1	2.8	7/8	464	6.99	73.873	140.107
XE_03	41.4775	43.2801	205.3	-55.3	4.1	7/8	218	6.97	69.536	140.982
XE_04	41.4774	43.2801	197.4	-57.5	5.4	7/8	124	6.95	76.245	141.650
XE_05	41.4773	43.2800	191.6	-51.7	5.8	8/8	92	7.92	77.002	174.225
XE_06	41.4773	43.2801	NA							
XE_07	41.4772	43.2802	184.6	-59.9	4.2	8/8	178	7.96	86.466	143.150
XE_08	41.4771	43.2802	187.5	-57.4	4.4	7/8	190	6.97	83.280	161.788
XE_09	41.4770	43.2801	192.4	-54.7	5.8	8/8	92	7.92	78.459	162.026
XE_10	41.4771	43.2801	198.5	-56	8.7	5/8	78	4.95	74.840	146.187
XE_11	41.4470	43.2803	187.3	-52.1	8	7/8	57	6.9	79.511	187.318
XE_11B	41.4470	43.2803	189.9	-56.8	6	8/8	87	7.92	81.346	158.052
XE_12	41.4766	43.2802	185.2	-55	3.7	8/8	223	7.97	82.797	187.245
XE_13	41.4765	43.2800	190.6	-59.1	5.7	8/8	97	7.93	81.809	141.043
XE_14	41.4765	43.2798	191.4	-55.2	6	7/8	101	6.94	79.413	162.431
XE_15	41.4765	43.2798	187.2	-58.4	6.8	7/7	79	6.92	84.019	154.301
XE_16	41.4765	43.2798	188.4	-61.4	4.8	7/7	159	6.96	83.673	120.968
XE_17	41.4767	43.2798	184.1	-61	2.6	8/8	438	7.98	86.889	121.278
XE_18	41.4768	43.2798	184.6	-51.2	8.2	8/8	55	6.89	79.719	200.847
XE_19	41.4768	43.2798	177.6	-51.7	3.5	7/8	307	6.98	80.663	235.876
XE_20	41.4768	43.2796	179.9	-57.5	5.1	7/8	141	6.96	86.649	224.625
XE_21	41.4767	43.2796	169.9	-52.9	6	7/8	101	6.94	78.685	271.492
		Promedio	189.5	-56.1	2.3	21/22	187	20.89	81.2	163.2

5.3 Discusión de resultados

En total se pudieron obtener direcciones promedio para 21 de los flujos, los valores encontrados para α_{95} son menores a 6° en 19 casos, un caso de 8.7° y otro de 6.8°, los valores del parámetro k varían desde 55 hasta 464, con un promedio de 187, lo que nos indica una relativamente baja dispersión al interior de los flujos como una alta calidad en los datos direccionales. En todos estos flujos se obtuvo un

registro de polaridad magnética invertida bien definida; **Dec = 189.5°, Inc = -56.1°, N= 21, $\alpha_{95} = 2.3^\circ$** con un polo geomagnético virtual correspondiente de **VGP_{Plat} = 81.2°N, VGP_{Long} = 163.2°E, $A_{95}=7.8^\circ$, $dp = 2.4^\circ$, $dm = 3.3^\circ$** . En la Figura 5.3 se presentan diagramas de igual área de las paleodirecciones de cada flujo.

Debido a la ubicación geográfica del sitio de estudio este polo VGP se compara con la curva sintética de deriva polar aparente APWP (Aparent Polar Wander Path) obtenida para Europa por Besse y Courtillot (2002) calculada para ventanas de 10 Ma cada 5 Ma correspondiente a el intervalo de 0 a 5Ma según la edad esperada para el emplazamiento de la secuencia cercana a los 2Ma (Adamia *et al.*, 2008). Esta curva tiene un VGP de latitud $\phi = 86.7^\circ$ y longitud $\lambda = 178.7^\circ$, $A_{95}=3.0$, $k=96.1$, por lo que se observa una distancia angular de 5.9° respecto el polo obtenido en este estudio. Al compararse también con la curva sintética para la ventana de 5Ma ($\lambda=86.3^\circ$ y $\phi=172^\circ$, $A_{95}=2.6$, $k=105.1$), se obtiene en este caso una distancia angular de 5.0° por lo que puede afirmarse que, dentro de sus incertidumbres (**$A_{95}=7.8^\circ$, $dp = 2.4^\circ$, $dm = 3.3^\circ$**) los resultados paleomagnéticos reflejan el comportamiento real del campo geomagnético y que las unidades estudiadas no están afectadas por algún movimiento tectónico significativo.

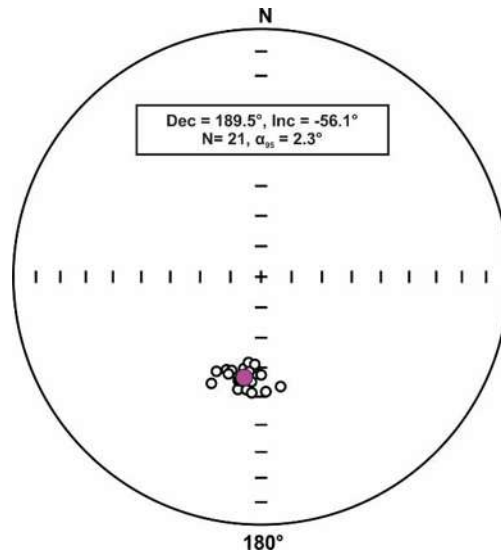


Figura 5.3: Proyecciones de igual área de las paleodirecciones de cada flujo. Los círculos denotan los promedios individuales por flujo, el promedio total se indica con el círculo de color rosa.

El hecho de que en todos los flujos se haya obtenido un registro de polaridad geomagnética invertida bien definida, la baja dispersión que presentan los flujos ($\alpha_{95} = 2.3^\circ$) y que las edades radiométricas entre 2.23 y 2.03 Ma de unidades volcánicas de zonas aledañas sugiere que el emplazamiento de todos los flujos fue muy rápido y previo al inicio de la transición hacia el Crón de polaridad magnética normal conocido como Olduvai de 2.0 a 1.78 Ma.

Conclusiones

Se realizaron experimentos paleomagnéticos y de magnetismo de rocas provenientes de 22 flujos de lava de una secuencia Pliocénica localizada en el Cáucaso Menor en Georgia.

Los experimentos de magnetismo de las rocas realizados con el objetivo de encontrar los minerales portadores de la magnetización, determinar el tamaño de grano y obtener información sobre la estabilidad térmica de las muestras (susceptibilidad vs. Temperatura), sugieren a las titanomagnetitas con bajo contenido de titanio y a las titanomagnetitas con un mayor contenido de titanio como los minerales portadores de la remanencia magnética.

Fue posible aislar la dirección ChRM de las muestras provenientes de 21 (22 en total) flujos de lava observándose en todos los casos una polaridad inversa. La dirección media calculada para la secuencia completa tiene una declinación $D = 189.5^\circ$ y una inclinación $I = -56.1^\circ$ ($N = 21$; $\alpha_{95} = 2.3^\circ$; $k = 187$). Se determinó un polo paleomagnético de latitud $\phi = 81.2^\circ$ N y de longitud $\lambda = 163.2^\circ$ E y ($N = 21$; $A_{95} = 7.8^\circ$).

Si se compara con el polo de la curva de deriva polar aparente (APWP) para una ventana de 0 Ma para Europa determinada por Besse y Courtillot (2002) se observa una distancia angular de 5.9° , y si se le compara con la curva en la ventana de los 5 Ma la diferencia es de 5.0° . En ambos casos ambas diferencias se encuentran dentro de lo esperado con las incertidumbres (**$A_{95} = 7.8^\circ$, $dp = 2.4^\circ$, $dm = 3.3^\circ$**) por lo que se considera que los resultados paleomagnéticos de las rocas estudiadas registraron el comportamiento real del campo geomagnético al momento de su formación.

El registro de polaridad geomagnética invertida bien definida en todos los flujos y la baja dispersión que presentan los flujos ($\alpha_{95} = 2.3^\circ$) sugiere que el emplazamiento fue muy rápido y previo al inicio de la transición hacia el Crón de polaridad magnética normal conocido como Olduvai.

Bibliografía

Adamia, S., Mumladze, T., Sadradze, N., Tsereteli, E., Tsereteli, N., & Varazanashvili, O. (2008). Late Cenozoic tectonics and geodynamics of Georgia (SW Caucasus). *Georgian International Journal of Sciences and Technology*, 1, 77-107.

Adamia, S., Zakariadze, G., Chkhotua, T., Sadradze, N., Tsereteli, N., Chabukiani, A., & Gventsadze, A. (2011). Geology of the Caucasus: a review. *Turkish Journal of Earth Sciences*, 20(5), 489-544.

Adamia, S., Alania, V., Chabukiani, A., Chichua, G., Enukidze, O., & Sadradze, N. (2010). Evolution of the Late Cenozoic basins of Georgia (SW Caucasus): a review. *Geological Society, London, Special Publications*, 340(1), 239-259.

Aydar, Y., Balogh, P., Tew, J. G., & Szakal, A. K. (2003). Altered regulation of FcγRII on aged follicular dendritic cells correlates with immunoreceptor tyrosine-based inhibition motif signaling in B cells and reduced germinal center formation. *The Journal of Immunology*, 171(11), 5975-5987.

Besse, J., & Courtillot, V. (2002). Apparent and true polar wander and the geometry of the geomagnetic field over the last 200 Myr. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 107(B11).

Constable, C. G., & Parker, R. L. (1988). Statistics of the geomagnetic secular variation for the past 5 my. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 93(B10), 11569-11581.

Dunlop, D. J., Özdemir, Ö., & Schmidt, P. W. (1997). Paleomagnetism and paleothermometry of the Sydney Basin 2. Origin of anomalously high unblocking temperatures. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 102(B12), 27285-27295.

Fisher, M. E. (1967). The theory of equilibrium critical phenomena. *Reports on progress in physics*, 30(2), 615.

Fisher, R. (1953, May). Dispersion on a sphere. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* (Vol. 217, No. 1130, pp. 295-305). The Royal Society.

Glatzmaier, G. A., & Roberts, P. H. (1995). A three-dimensional self-consistent computer simulation of a geomagnetic field reversal.

Gubbins, D., & Roberts, P. H. (1987). Magnetohydrodynamics of the Earth's core. *Geomagnetism, Vol. 2, p. 1-183, 2, 1-183*.

Jobbágy, E. G., & Jackson, R. B. (2000). The vertical distribution of soil organic carbon and its relation to climate and vegetation. *Ecological applications, 10*(2), 423-436.

Johnson, C. L., & Constable, C. G. (1997). The time-averaged geomagnetic field: global and regional biases for 0–5 Ma. *Geophysical Journal International, 131*(3), 643-666.

Johnson, C. L., & Constable, C. G. (1995). The time-averaged geomagnetic field as recorded by lava flows over the past 5 Myr. *Geophysical Journal International, 122*(2), 489-519.

Kirschvink, J. L. (1980). The least-squares line and plane and the analysis of palaeomagnetic data. *Geophysical Journal International, 62*(3), 699-718. Koronovskii, N. V., & Demina, L. I. (1999). Collision stage of the evolution of the Caucasian sector of the Alpine foldbelt: geodynamics and magmatism. *Geotectonics, 33*(2), 102-118.

Kuang, W., & Bloxham, J. (1997). An Earth-like numerical dynamo model. *Nature, 389*(6649), 371-374.

Koulakov, I. (2011). High-frequency P and S velocity anomalies in the upper mantle beneath Asia from inversion of worldwide traveltimes. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 116*(B4).

Levedev, V. A., Bubnov, S. N., Dudaurov, O. Z., & Vashakidze, G. T. (2008). Geochronology of Pliocene volcanism in the Dzhavakheti Highland (the Lesser

Caucasus). Part 2: eastern part of the Dzhavakheti Highland. Regional geological correlation. *Stratigraphy and Geological Correlation*, 16(5), 553-574.

Maxwell, J. C. (1881). *A treatise on electricity and magnetism* (Vol. 1). Clarendon press.

McFadden, P. L., & McElhinny, M. W. (1988). The combined analysis of remagnetization circles and direct observations in palaeomagnetism. *Earth and Planetary Science Letters*, 87(1-2), 161-172.

Merrill, R. T., & McFadden, P. L. (1999). Geomagnetic polarity transitions. *Reviews of Geophysics*, 37(2), 201-226.

Merrill, R. T., & McFadden, P. L. (1994). Geomagnetic field stability: reversal events and excursions. *Earth and Planetary Science Letters*, 121(1-2), 57-69.

Milanovsky, E. E., & Koronovsky, N. V. (1973). Orogenic volcanism and tectonics of the Alpine belt of Eurasia. Moscow: Nedra, 280 p.

Olson, P. (1983) Geomagnetic polarity reversals in a turbulent core. *Physics of the earth and planetary interiors*, 33(4), 260-274.

O'Reilly, W. (1984). *Rock and mineral magnetism*.

Philip, H., Cisternas, A., Gvishiani, A., & Gorshkov, A. (1989). The Caucasus: an actual example of the initial stages of continental collision. *Tectonophysics*, 161(1-2), 1-21.

Rebai, S., Philip, H., Dorbath, L., Borissoff, B., Haessler, H., & Cisternas, A. (1993). Active tectonics in the Lesser Caucasus: coexistence of compressive and extensional structures. *Tectonics*, 12(5), 1089-1114.

Rebai, A. (1993). BBTOPSIS: a bag based technique for order preference by similarity to ideal solution. *Fuzzy Sets and Systems*, 60(2), 143-162.

Stacey, F. D., & Banerjee, S. K. (1974). *The physical principles of the rock magnetism*. The physical principles of the rock magnetism., by Stacey, FD;

Banerjee, Subir K. Amsterdam, New York, Elsevier Scientific Pub. Co., 1974. Developments in solid earth geophysics; v.5.

Tutberidze, B. (2012). Cenozoic volcanism of the Caucasian mobile belt in Georgia, its geological-petrological peculiarities and geodynamic conditions. *Turkish Journal of Earth Sciences*, 21(5), 799-815.

Zijderveld, J. D. A., Collinson, D., Creer, K. M., & Runcorn, S. K. (1967). AC demagnetization of rocks: analysis of results. *Methods in paleomagnetism*, 1, 254-286.