

UNIVERSIDAD NACIONAL DE TUCUMAN

**FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y TECNOLOGÍA
DEPARTAMENTO DE GEODESIA Y TOPOGRAFÍA**

CATEDRA DE GEOFÍSICA

APUNTES DE

PROSPECCIÓN MAGNÉTICA

**PARA ALUMNOS DE INGENIERÍA GEODÉSICA Y GEOFÍSICA
DE LA FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y TECNOLOGÍA
DE LA UNIVERSIDAD NACIONAL DE TUCUMAN**

Prof. Ing. Luis A. Estrada

Año 2015

Introducción

Ventajas y desventajas del método.

La primera desventaja es el hecho que se desprecia la imantación remanente, la que a veces puede ser muy importante. Esto da un cierto grado de incertidumbre a la interpretación.

Otra es el amplio rango de variación de la susceptibilidad magnética para los distintos tipos de rocas, y no hay garantías de que la magnetización esté uniformemente distribuida. Recordemos que en un flujo basáltico la susceptibilidad es bastante alta debido a la abundante magnetita. Sin embargo, esta se acumula a veces en bolsones que dan anomalías discontinuas cuando el relevamiento es a gran escala o de gran detalle.

En síntesis, las desventajas del método provienen de la fuerte dependencia de la anomalía respecto de las características propias de la anomalía y de la dirección de magnetización.

Pero la gran ventaja del método está en el relativamente bajo costo de exploración por área de investigación. Muy especialmente cuando se trata de relevamientos aéreos. Por ello es generalmente el primero de los métodos que se utiliza para delimitar zonas de interés, y fundamentalmente ahorrar recursos en el uso de otros métodos más costosos.

El desconocimiento de la verdadera orientación y las propiedades de la anomalía es una desventaja del método, pero no es grave porque es constante en toda el área de exploración.

Puesto que las susceptibilidades son tan bajas en la mayoría de las rocas, es mejor focalizar la investigación a grandes anomalías, ya que las altas susceptibilidades se encuentran en un reducido tipo de rocas.

Como veremos, pueden relacionarse los potenciales magnéticos y gravimétricos de manera tal que los datos magnéticos podrán ser transformados en pseudo-gravimétricos. Concretamente, un mapa de anomalías magnéticas de componente vertical puede transformarse en uno de gradiente vertical de anomalías pseudo-gravimétricas. Esto hace menos complejo el análisis y permite que se comparen con los datos gravimétricos si están disponibles. Una buena correlación entre ambas anomalías indica una misma fuente para las dos y permite mayor definición en la interpretación.

Muchas de las técnicas de procesamiento de los datos usadas en gravimetría, fueron adaptadas para magnetometría, tanto los de 2D, 3D, los de separación de tendencias regionales, segundas derivadas y los de continuación hacia arriba y hacia abajo.

Susceptibilidad de las rocas

Antes de analizar las anomalías, debemos considerar la susceptibilidad, que a pesar de ser adimensional, su valor se expresa en unidades electromagnéticas (uem) en el sistema cgs. Esto es solo para llamar la atención de que el sistema a usar es el cgs y no el SI. Los valores pueden ser convertidos al SI con solo multiplicarlos por 4π .

Algunos minerales como la magnetita, ilmenita y pirrotita tienen alta susceptibilidad, siendo la primera la mayor. Como todas las rocas tienen algo de magnetita, la susceptibilidad de todas ellas se mide como un porcentaje de esta sustancia. La verdadera susceptibilidad de la magnetita varía entre 0.1 y 1.0 uem, dependiendo del tamaño del grano, forma e impurezas, adoptándose como media $k=0.35$ uem. Entonces, una roca con un 1% de magnetita tendrá una susceptibilidad $k=0.003$, es decir $3 \cdot 10^{-3}$ cgs uem.

Los valores medios para diferentes tipos de roca son los siguientes:

Sedimentarias	$5 \cdot 10^{-5}$ cgs uem	0.016% magnetita
Metamórficas	$3 \cdot 10^{-4}$ cgs uem	0.100% „
Granitos y Riolitas	$5 \cdot 10^{-4}$ cgs uem	0.160% „
Gabros y Basaltos	$6 \cdot 10^{-3}$ cgs uem	0.200% „
Rocas Ultrabásicas	$12 \cdot 10^{-3}$ cgs uem	4.000% „

Como dijimos, la **magnetización remanente** I_r no es tenida en cuenta para la interpretación de las mediciones. Esta, como se sabe, está presente en toda roca conservando la historia magnética, es decir el magnetismo existente al momento de la formación de la roca. A veces suele tener una magnitud similar a la **magnetización inducida** I_i y hasta estar orientada en una dirección muy diferente.

En estos casos la magnetización total, suma de ambas, será muy distinta de la inducida que intentamos interpretar. En rocas basálticas la relación I_r/I_i suele ser a veces mayor que 10, en cambio para rocas graníticas es aproximadamente 1, en las metamórficas <1 y en las sedimentarias <0.1 .

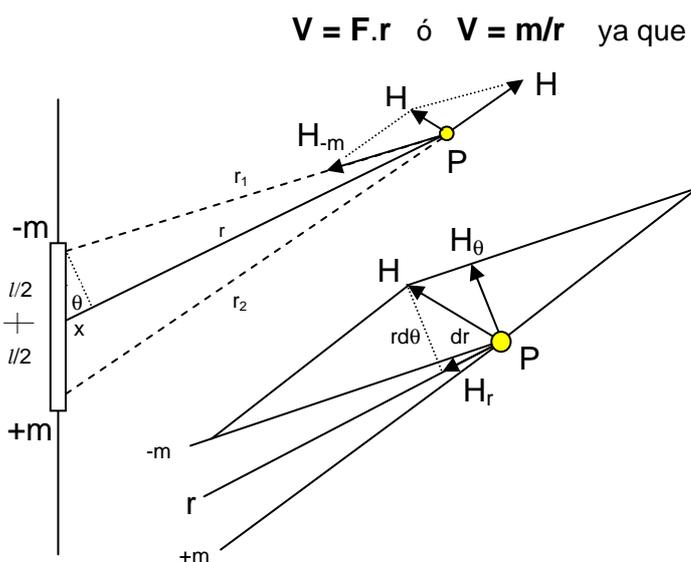
Procedimientos básicos de campo

La exploración magnética no requiere de tantos cuidados y correcciones como la gravimétrica. Sin embargo, hay que seguir un procedimiento para obtener una precisión aceptable en las mediciones, aunque la exploración desde el aire requiere de otros cuidados adicionales.

La **limpieza magnética** es fundamental cuando se trabaja con magnetómetros portátiles sobre el suelo. Esto implica desprenderse de objetos metálicos aparentemente inocentes como cortaplumas, anteojos, lapiceras, llaves, etc. Además, debe tenerse cuidado de no acercarse demasiado a automóviles, alambrados, líneas eléctricas, tuberías, etc. El sensor siempre debe estar a más de un metro del suelo, y si es posible a dos o tres metros, para que no afecten las lecturas los minerales o desechos magnéticos de la superficie.

A raíz de las **variaciones diurnas** o de corto período del campo magnético, las mediciones deben corregirse por sus efectos, al igual que por marea y deriva en gravedad. Una forma consiste en reocupar una estación base cada una hora y luego cambiar de base. Otra más práctica pero que requiere de dos magnetómetros, consiste en dejar uno fijo como base para así conocer las fluctuaciones del campo en un punto y descontarlas en los otros.

Antes de analizar las correcciones es conveniente recordar lo elemental de la ecuación del dipolo vista en Geomagnetismo.



$$V = F \cdot r \quad \text{ó} \quad V = m/r \quad \text{ya que} \quad F/m' = H = m/r^2$$

El **Potencial V** es el trabajo negativo realizado sobre un polo unitario en un campo magnético, entonces

$$V = \int_{\infty}^r (m / r^2) \cdot dr = m / r$$

La importancia del Potencial viene del hecho de que se puede obtener el campo en una dirección dada:

$$H_r = - dV / dr$$

Deducimos la **ecuación del dipolo** para describir el campo magnético que genera un dipolo en un punto P.

El Potencial total será: $V = (m / r_1) - (m / r_2)$

Reemplazando r_1 y r_2 en función de r y x que es igual a $(l / 2)\cos\theta$

$$V = \frac{m}{r - (l/2)\cos\theta} - \frac{m}{r + (l/2)\cos\theta} = \frac{m \cdot l \cdot \cos\theta}{r^2 - (l/2)^2(\cos\theta)^2}$$

Si $r \gg l \Rightarrow V \cong (m \cdot l \cdot \cos\theta) / r^2$, entonces,

$$V = \frac{M \cos\theta}{r^2}$$

Como en la Prospección Magnética es conveniente calcular las componentes radial y tangencial, serán también las negativas de las derivadas del Potencial en esas direcciones:

$$H_r = -dV/dr = (2M\cos\theta) / r^3 \quad (\theta = 0^\circ \Rightarrow H_r = Z_E = 2M/r^3)$$

$$H_\theta = -dV/r d\theta = (M\sin\theta) / r^3 \quad (\theta = 90^\circ \Rightarrow H_\theta = H_E = M/r^3)$$

Generalmente a las mediciones magnéticas no se les hace **corrección por altitud**. Calculando el gradiente vertical desde la ecuación del dipolo, puede verse porqué no es necesaria esta corrección:

$$dZ_E / dr = dH_r / dr = -6M\cos\theta / r^4 = -3H_r / r = -3Z_E / r$$

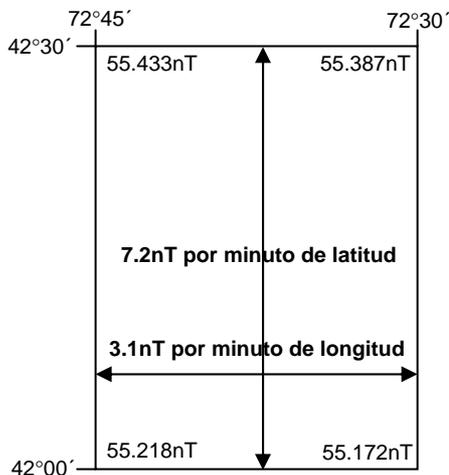
Por ejemplo, el cambio respecto a la altura en la componente vertical para un campo Z_E de 52.950 nT, a una latitud de 42° resulta de 0,025 nT/m, que si bien es dependiente de la posición, nunca alcanza valores que justifiquen la corrección.

Recordemos que la corrección de Aire Libre en gravimetría es de 0,3086mgal/m para un campo total de 983.000 miligales ($\approx 3/10.000.000$). En magnetometría la variación por altura es del mismo orden, es decir de 0,03nT/m para un campo de 70.000nT ($\approx 3/7.000.000$). A pesar de que la relación es muy parecida no se efectúa la corrección. La explicación entonces se debe a que los 0,3mgal/m corresponden a una variación del Ecuador al Polo de unos 5.200 miligales, en cambio los 0,03nT/m corresponden a una variación de 30.000nT. La densidad de estas rocas es bastante parecida (2,60 a 2,80 Tn/m³), mientras la susceptibilidad magnética de una roca sedimentaria es del orden de 0,0003 uem y la del basalto de 0,03 uem. Además, la contribución magnética de este tipo de rocas en el campo magnético inducido es muy variable. Todo esto hace que no valga la pena realizar la corrección.

En cuanto a la **corrección por posición**, corresponde realizarla pues resulta de un orden significativo. La forma de calcularla es similar a la de altitud.

$$dH_r / rd\theta = (1/r)Z_E / d\theta = (1/r)(-2M\sin\theta) / r^3 = -2M\sin\theta / r^4 = -2H_E / r$$

Utilizando los mismos valores del ejemplo anterior, el cambio respecto a la posición horizontal en la componente vertical para un campo H_E de 18.200nT, resulta de 6nT/km, que es bastante si se tiene en cuenta que medimos con una precisión de un nanoTesla.



La solución para realizar esta corrección es consultar los cuatro valores extremos del área de trabajo en el Campo Internacional Geomagnético de Referencia y calcular la variación en latitud y longitud. En la figura que sigue se muestra un área de medición de 15' en longitud por 30' en latitud, con los valores del campo geomagnético calculados por el IGRF.

Cada punto de observación dentro del área tiene su posición conocida en latitud y longitud.

Designamos como valor del campo no perturbado F_E al de la esquina inferior izquierda (55.172nT) y desde ahí el campo aumenta en la proporción indicada en la figura. De esta forma obtenemos los valores teóricos de todos los puntos del levantamiento.

Como ejemplo supongamos que medimos un campo total $F_{ET} = 55.193nT$ en un punto ubicado a 27 segundos (0.45') al Norte y 10.8 segundos (0.18') al Oeste del punto de base. El valor medido y corregido será: $F_E = 55.172nT + 0.45 \times 7.2nT + 0.18 \times 3.1nT = 55.176nT$

Ahora podemos restar el valor observado (55.193nT) del valor teórico (55.176nT) lo que nos da una anomalía de 17nT. Por supuesto, si estamos midiendo la intensidad de campo vertical, seguimos el mismo procedimiento, pero utilizando valores de componente vertical del IGRF.

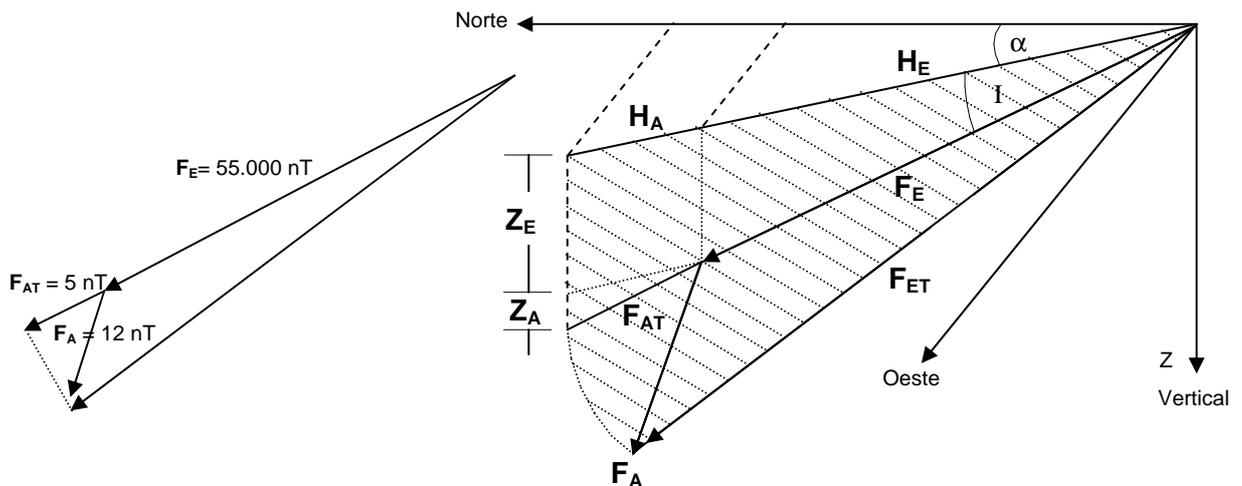
Cabe señalar que como estamos midiendo valores absolutos del campo magnético, no es necesario ligar las mediciones a una estación base como hicimos en gravimetría, donde medimos valores relativos. Todo esto puede evitarse si contamos con GPS, pues conociendo la latitud en cada punto, podemos obtener el campo teórico con el IGRF.

Anomalías de Campo Total

Como primer paso debe definirse la terminología a usar: F_E , H_E y Z_E son, como se vio, el campo total y las componentes horizontal y vertical. De igual modo, F_A y H_A , Z_A serán los elementos correspondientes al campo magnético inducido por el campo terrestre a un determinado cuerpo geológico, al que se le llama cuerpo anómalo y cuya geometría se trata de determinar.

En cualquier punto de la superficie terrestre donde se mide el campo magnético, el resultado incluye tanto el campo principal como el anómalo. Como se ve en la figura, el magnetómetro medirá 55.005 nT que es la suma de 55.000 nT del campo principal más la contribución de 5 nT del campo anómalo en la dirección del campo principal.

Obviamente, el problema que se presenta es determinar cuál es el campo anómalo total. Primero partimos del supuesto que $F_E \gg F_A$ y que ambas se encuentran en el mismo plano vertical. Esto permite encontrar ecuaciones que vinculen los elementos medidos con el campo anómalo total.



$$(F_E + F_{AT})^2 = (Z_E + Z_A)^2 + (H_E + H_A)^2$$

$$F_E^2 + 2F_{AT}F_E + F_{AT}^2 = Z_E^2 + 2Z_EZ_A + Z_A^2 + H_E^2 + 2H_EH_A + H_A^2$$

Suponiendo $F_E \gg F_A$ podemos despreciar F_{AT}^2 , H_A^2 y Z_A^2 , por lo tanto

$$F_E^2 + 2F_{AT}F_E = Z_E^2 + 2Z_EZ_A + H_E^2 + 2H_EH_A$$

Como $F_E^2 = Z_E^2 + H_E^2$ nos queda que $F_{AT}F_E = Z_EZ_A + H_EH_A$, ó

$$F_{AT} = Z_A(Z_E/F_E) + H_A(H_E/F_E) \quad \text{ó}$$

$$F_{AT} = Z_A \text{sen } i + H_A \text{cos } i \quad (\#)$$

Si H_A no estuviera sobre el meridiano magnético,

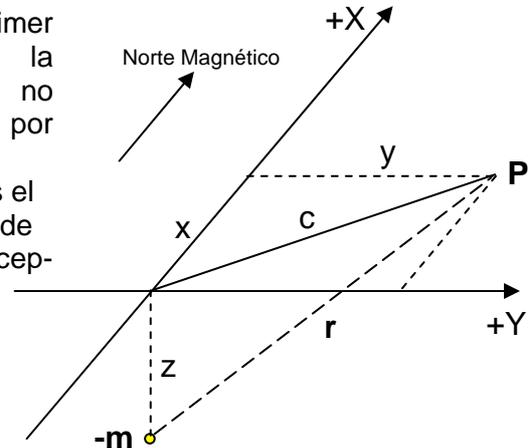
$$F_{AT} = Z_A \text{sen } i + H_A \text{cos } i \cdot \text{cos } \alpha$$

Efecto magnético de cuerpos simples

El cálculo e interpretación de las anomalías magnéticas es mucho más compleja que las gravimétricas. Esto se debe fundamentalmente a que todo cuerpo anómalo tiene dos polos de distinto signo, mientras que en gravedad podemos considerar que hay solo uno positivo o negativo. Se debe calcular la anomalía de campo total, de modo que en el proceso de reducción de los datos se pueda quitar la contribución del campo principal. Además la magnetización remanente, que generalmente no es considerada, puede causar a veces un efecto muy significativo.

Efecto magnético de un polo aislado. Es el primer paso que debemos analizar para entender la interpretación magnética. Aunque el monopolio no existe en la realidad, es un ejercicio conveniente por su simplicidad.

Partimos de las fórmulas ya conocidas, donde V es el potencial magnético en P debido a un polo aislado de intensidad m para un área A de un cuerpo con susceptibilidad k dentro un campo terrestre F_E .



$$V = m/r$$

$$I = kF_E$$

$$m = IA = kF_E A \quad \text{y} \quad r = (c^2+z^2)^{1/2} = (x^2+y^2+z^2)^{1/2}$$

$$V = \frac{k.F_E . A}{(x^2+y^2+z^2)^{1/2}}$$

Como el campo magnético en una dirección dada es la derivada negativa del Potencial en esa dirección:

$$Z_A = -\frac{dV}{dz} = -\frac{2z(-1/2)(kF_E A)}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}} = \frac{z (kF_E A)}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}}$$

Siempre es conveniente orientar el sistema coordenado, de modo que la dirección x coincida con el Norte Magnético. Las componentes x, y, z de la gráfica son positivas.

Determinamos H_{Ax} y H_{Ay} al igual que Z_A

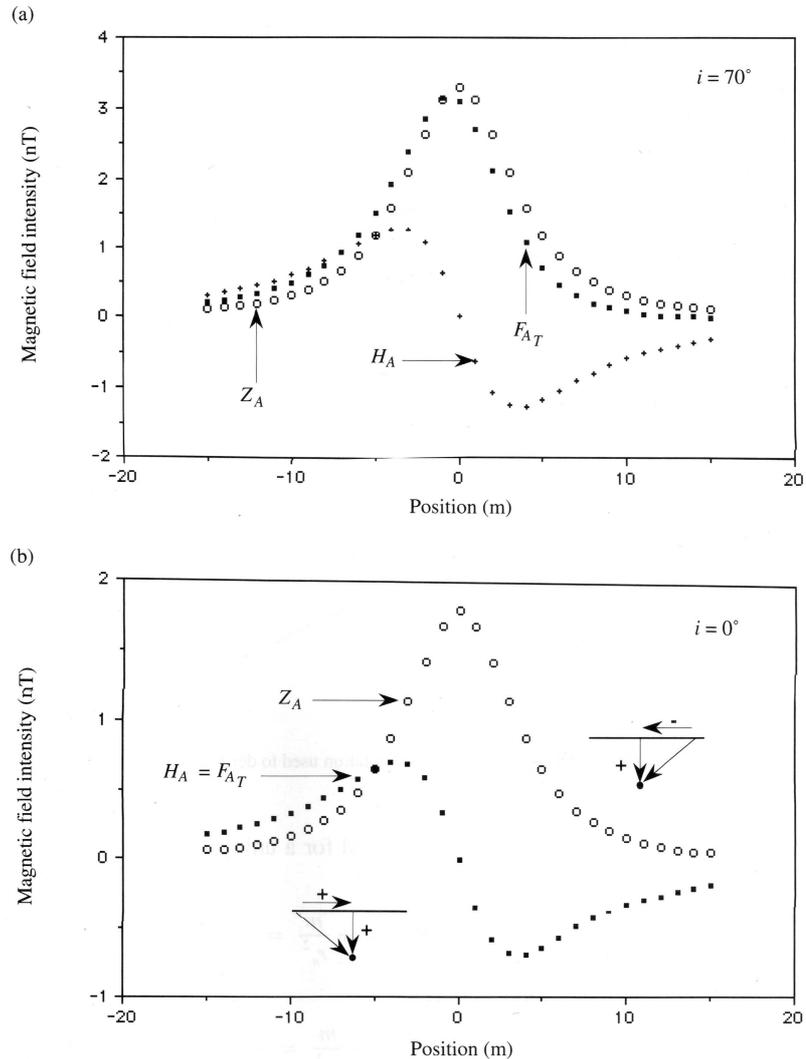
$$H_{Ax} = -\frac{dV}{dx} = \frac{x (kF_E A)}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}}$$

$$H_{Ay} = -\frac{dV}{dy} = \frac{y (kF_E A)}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}}$$

El campo total anómalo se calcula con la ecuación (#), donde H_A es la componente horizontal en la dirección del Norte Magnético, decir que $H_A^2 = H_{Ax}^2 + H_{Ay}^2$. Entonces,

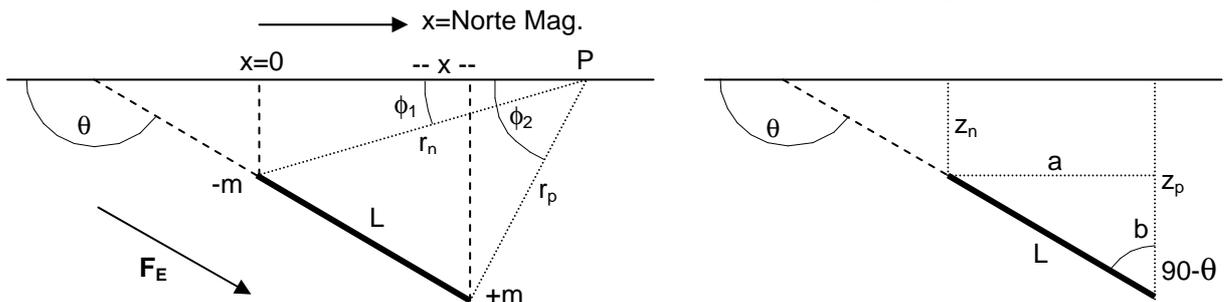
$$F_{AT} = Z_A \text{sen } i + H_A \text{cos } i$$

En la realidad puede considerarse como un polo aislado al de un imán extremadamente largo, de modo que el otro polo no afecte por estar muy distante.



Variación de las componentes horizontal y vertical y del campo total anómalo debido a un monopolo, para una inclinación magnética de 0° y 70° .

Efecto magnético de un dipolo. En este caso supondremos que el dipolo está magnetizado a lo largo de su eje (paralelo a su longitud), y sin las restricciones de distancia y longitud impuestas en las ecuaciones vistas. Si la magnetización es inducida, la orientación del dipolo coincidirá con la del campo magnético F_E . Esto también es un supuesto porque raramente se presentará en la realidad (magnetismo remanente) pero puede haber una buena aproximación con suerte. Lo importante de este análisis es que nos permite aprender sobre el comportamiento de los campos magnéticos de cuerpos de interés geológico.



La intensidad del campo magnético en P debida al polo negativo y al positivo son:

$$R_{An} = -m/r_n^2 = (kF_E A)/r_n^2 \quad \text{y} \quad R_{Ap} = +m/r_p^2 = (kF_E A)/r_p^2$$

Las componentes horizontales y verticales de estas intensidades en P serán:

$$Z_{An} = R_{An} \text{ sen } \phi_1 \quad \text{y} \quad Z_{Ap} = R_{Ap} \text{ sen } \phi_2,$$

$$H_{An} = R_{An} \text{ cos } \phi_1 \quad \text{y} \quad H_{Ap} = R_{Ap} \text{ cos } \phi_2$$

La componente horizontal y vertical total será la suma de las parciales debidas a cada polo:

$$Z_A = Z_{An} + Z_{Ap} \quad \text{y} \quad H_A = H_{An} + H_{Ap}$$

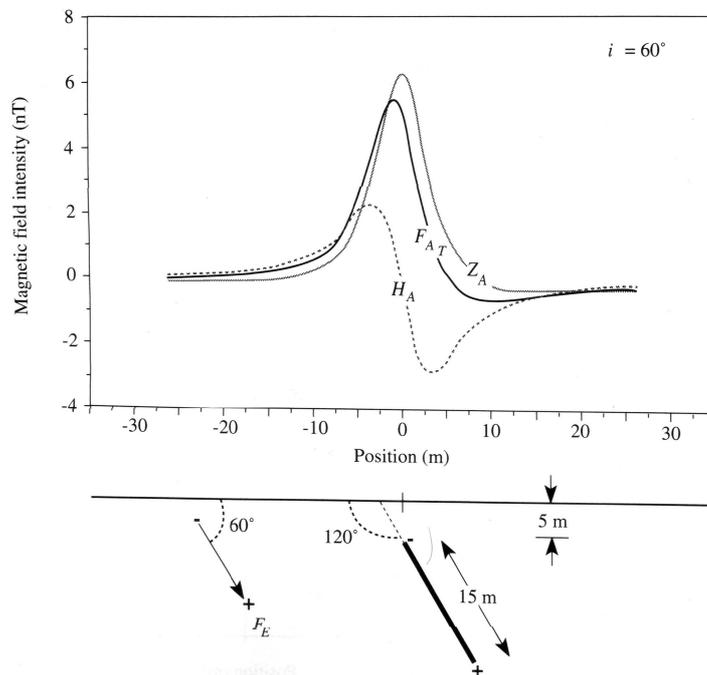
Igual que para el monopolo, usamos la ecuación (#): $F_{AT} = Z_A \text{ sen } i + H_A \text{ cos } i$, previo reemplazo de las siguientes relaciones:

$$a = L \text{ cos}(180-\theta) \quad b = L \text{ sen}(180-\theta) \quad z_p = z_n + b$$

$$r_n = (x^2 + z_n^2)^{1/2} \quad r_p = ((x-a)^2 + z_p^2)^{1/2}$$

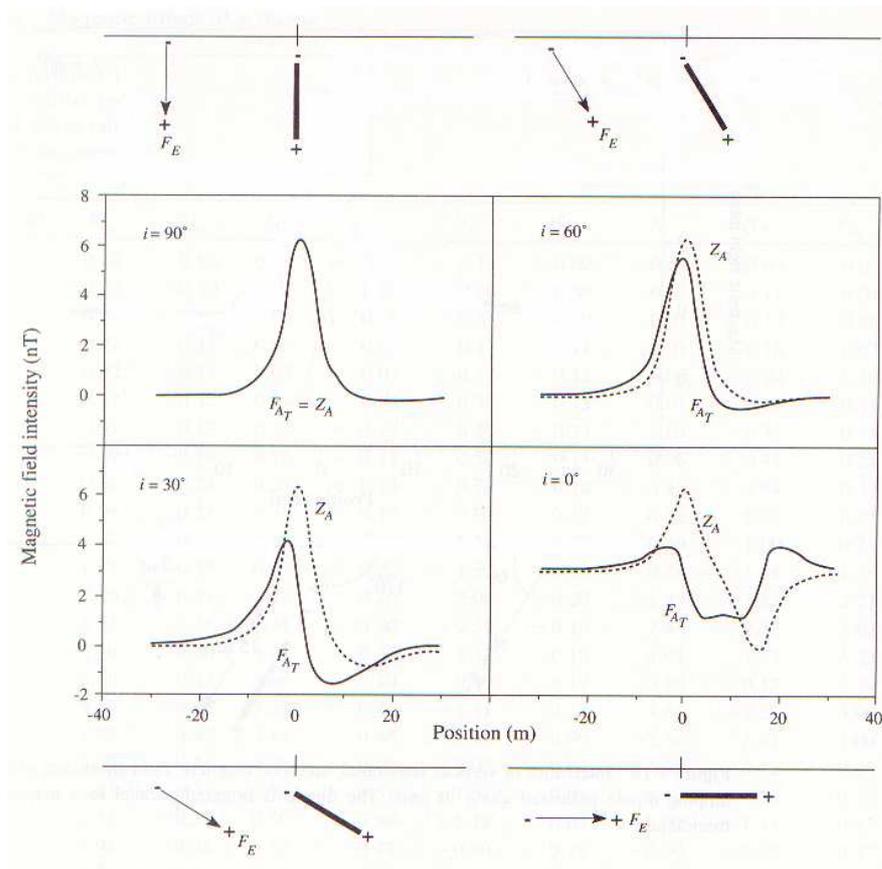
$$\text{sen } \phi_1 = z_n/r_n \quad \text{cos } \phi_1 = x/r_n \quad \text{sen } \phi_2 = z_p/r_p \quad \text{cos } \phi_2 = (x-a)/r_p$$

Con estas relaciones se puede construir la siguiente gráfica, que nos muestra lo complejo que se vuelve interpretar las anomalías debidas a un dipolo.



Variación de las componentes horizontal y vertical y del campo total anómalo debido a un dipolo, para una inclinación magnética de 60° , un campo total de 55.000nT , una susceptibilidad de 0.003 cgs uem y una sección transversal de 1 m^2 .

La complejidad citada puede verse claramente en la siguiente gráfica, en la cual la forma de estas curvas cambia bastante con solo variar la inclinación magnética.



Anomalías de campo total y vertical para cuatro inclinaciones magnéticas de un dipolo en la dirección del campo terrestre.

Efecto magnético de una esfera. Las ecuaciones son aún más complejas que las vistas. Por ello iniciaremos el análisis partiendo del caso más simple que es cuando la inclinación es de 90°, es decir con la esfera imantada verticalmente. Utilizaremos la **Relación de POISSON** que vincula los potenciales magnético y gravimétrico, también como **Reducción al Polo**.

Partiremos de un elemento de volumen dv , con masa dm y densidad δ , el que a su vez tiene un elemento de Momento Magnético dM con imantación I y susceptibilidad uniformes:

$$dm = \delta \cdot dv \quad \text{y} \quad dM = I \cdot dv$$

Utilizaremos la letra p para indicar la intensidad de polo y evitar confusión con la m de masa:

$$dV_m = \frac{-p}{r_1} + \frac{p}{r_2} = p \frac{r_1 - r_2}{r_1 \cdot r_2} = \frac{p \cdot d \cdot \cos\theta}{r^2} = \frac{dM \cdot \cos\theta}{r^2}$$

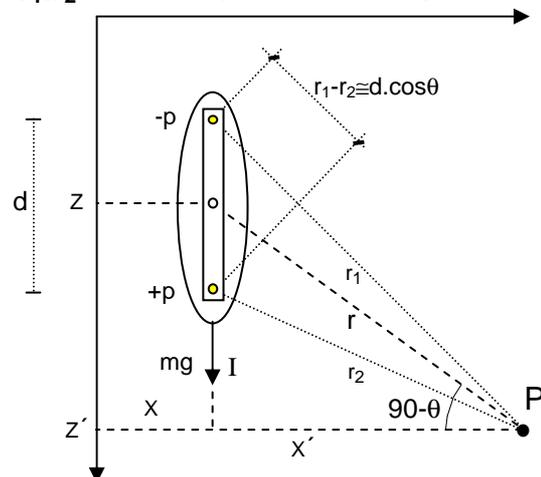
$$\cos\theta = \frac{(z' - z)}{r} \quad \therefore \quad dV_m = \frac{dM (z' - z)}{r^3}$$

Sabiendo que

$$\text{grad } F = \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial F}{\partial z}$$

y que

$$\text{grad } F \Big|_z = \frac{\partial F}{\partial z}$$



Calculamos

$$\text{grad}(1/r) \Big|_z = \frac{\partial (1/r)}{\partial z} = \frac{\partial (1/r)}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial z}$$

Como $r^2 = (x' - x)^2 + (z' - z)^2$, diferenciando, miembro a miembro tendremos:

$$2r.dr = 2(z' - z)dz' = -2(z' - z)dz, \quad \text{ó} \quad dz' = -dz.$$

Entonces: $dr/dz' = (z' - z)/r$, $dr/dz = -(z' - z)/r$ y $\partial(1/r)/\partial r = -1/r^2$,

Reemplazando estos valores en el gradiente,

$$\text{grad}(1/r) = \frac{\partial (1/r)}{\partial r} \frac{dr}{dz} = \frac{(z' - z)}{r^3}$$

Entonces el potencial magnético es

$$dV_m = dM.\text{grad}(1/r) \Big|_z$$

Para integrar toda la masa magnética con Momento dM , reemplazamos este por $I.dv$,

$$V_m = I \iiint \text{grad}(1/r) \Big|_z dv$$

Sabemos que el **potencial gravimétrico** de una masa elemental es $dV_g = G(dm/r)$

Entonces el potencial total será $V_g = G. \delta \iiint (1/r) dv$

Poisson derivó este potencial con respecto a z , y obtuvo lo siguiente:

$$\partial V_g / \partial z = G. \delta \partial (\iiint (1/r) dv) / \partial z = G. \delta \iiint [(\partial (1/r)) / \partial z] dv = G. \delta \iiint \text{grad}(1/r) \Big|_z dv$$

Resultando que $\partial V_g / \partial z = G. \delta. (V_m / I) \Rightarrow V_m = (I / G \delta) (\partial V_g / \partial z) \Rightarrow$

$$V_m = (I / G \delta) g_z$$

Entonces el **Potencial Magnético es proporcional a la derivada del Potencial Gravimétrico** en la dirección de magnetización, siempre que la densidad y la susceptibilidad sean uniformes. Como la dirección de magnetización en nuestra derivada es la vertical, las anomalías de campo vertical Z_A y H_A pueden definirse como:

$$Z_A = \frac{\partial V_m}{\partial z} = \frac{I}{G \delta} \frac{\partial^2 V_g}{\partial z^2} \quad \text{y} \quad H_A = \frac{\partial V_m}{\partial x} = \frac{I}{G \delta} \frac{\partial (\partial V_g)}{\partial x \partial z}$$

Para una esfera:

$$V_g = \frac{Gm}{r} = \frac{G(4/3)\pi R^3 \delta}{r} = \frac{G(4/3)\pi R^3 \delta}{(x^2 + z^2)^{1/2}}$$

$$\frac{\partial V_g}{\partial z} = \frac{G(4/3)\pi R^3 \delta}{(x^2 + z^2)^{3/2}} 2z \quad \text{y} \quad \frac{\partial^2 V_g}{\partial z^2} = \frac{G(4/3)\pi R^3 \delta}{(x^2 + z^2)^{5/2}} (2z^2 - x^2)$$

$$Z_A = \frac{(4/3)\pi R^3 I}{(x^2 + z^2)^{5/2}} (2z^2 - x^2) \quad \text{y} \quad H_A = \frac{(4/3)\pi R^3 I}{(x^2 + z^2)^{5/2}} 4zx$$

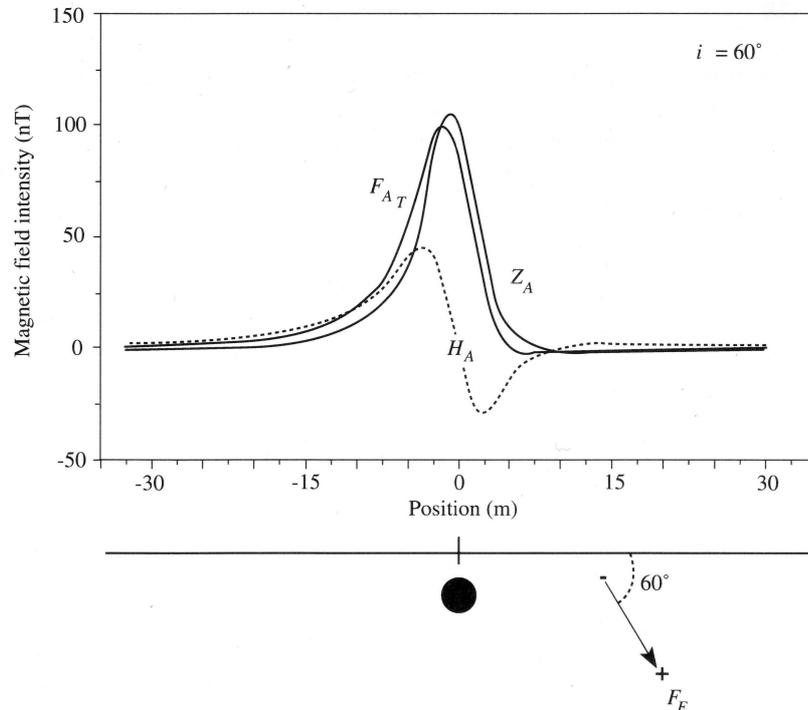
El caso general de una esfera uniformemente magnetizada, pero donde el campo de la Tierra está inclinado, tiene una derivación similar pero más compleja, y resulta ser:

$$Z_A = \frac{(4/3)\pi R^3 k F_E \text{sen } i}{(x^2 + z^2)^{3/2}} \left[\frac{3z^2}{(x^2 + z^2)} - \frac{3xz \text{cotg } i}{(x^2 + z^2)} - 1 \right]$$

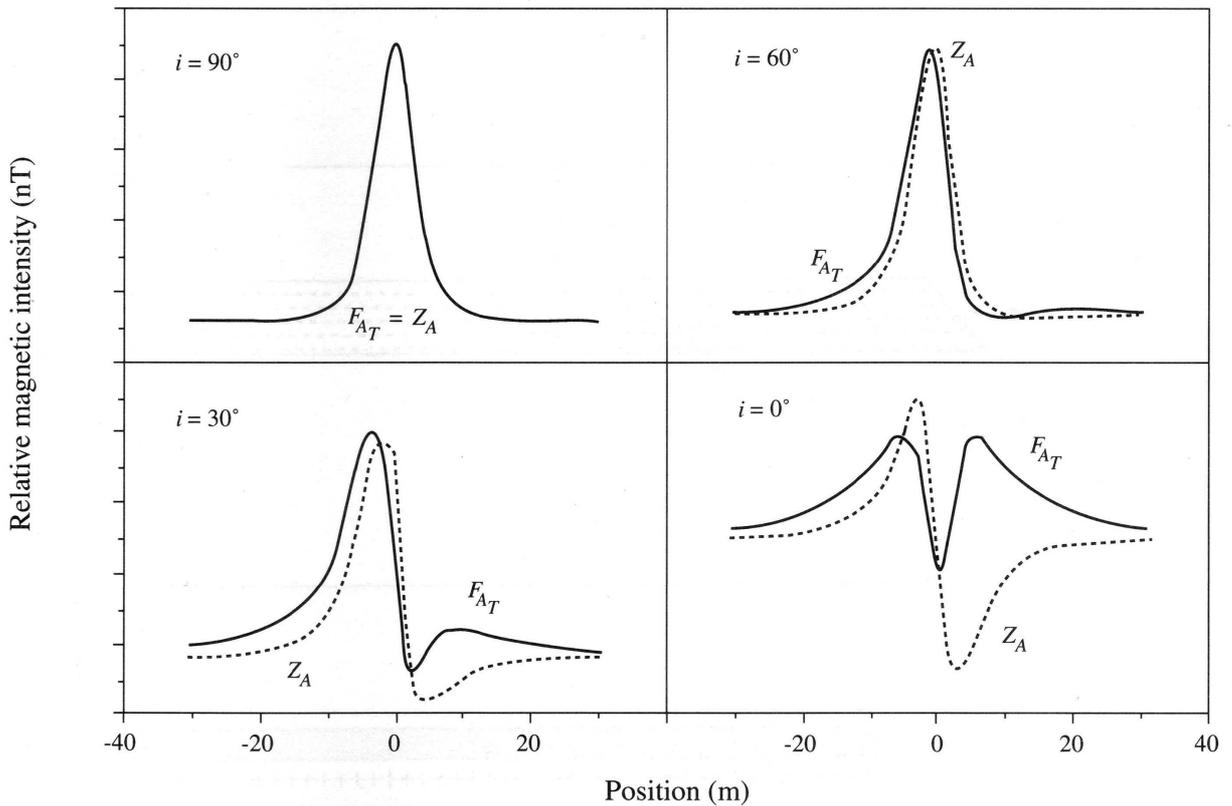
$$H_A = \frac{(4/3)\pi R^3 k F_E \text{cos } i}{(x^2 + z^2)^{3/2}} \left[\left[\frac{3x^2}{(x^2 + z^2)} - 1 - \frac{3xz \text{tg } i}{(x^2 + z^2)} \right] - 1 \right]$$

Igual que antes, la anomalía total será: $F_{AT} = Z_A \text{sen } i + H_A \text{cos } i$

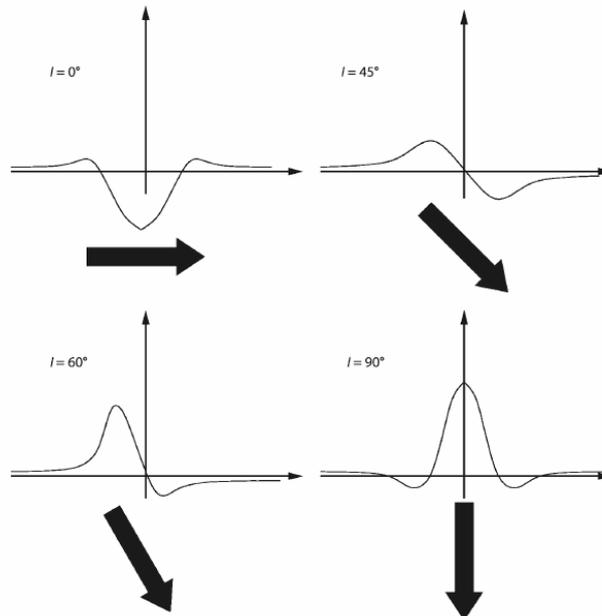
Si graficamos dando valores a estas ecuaciones, veremos que para altas latitudes las curvas son similares, mientras que a bajas latitudes son bastante diferentes.



Anomalías de campo total, horizontal y vertical para 60° de inclinación magnética de una esfera uniformemente magnetizada.



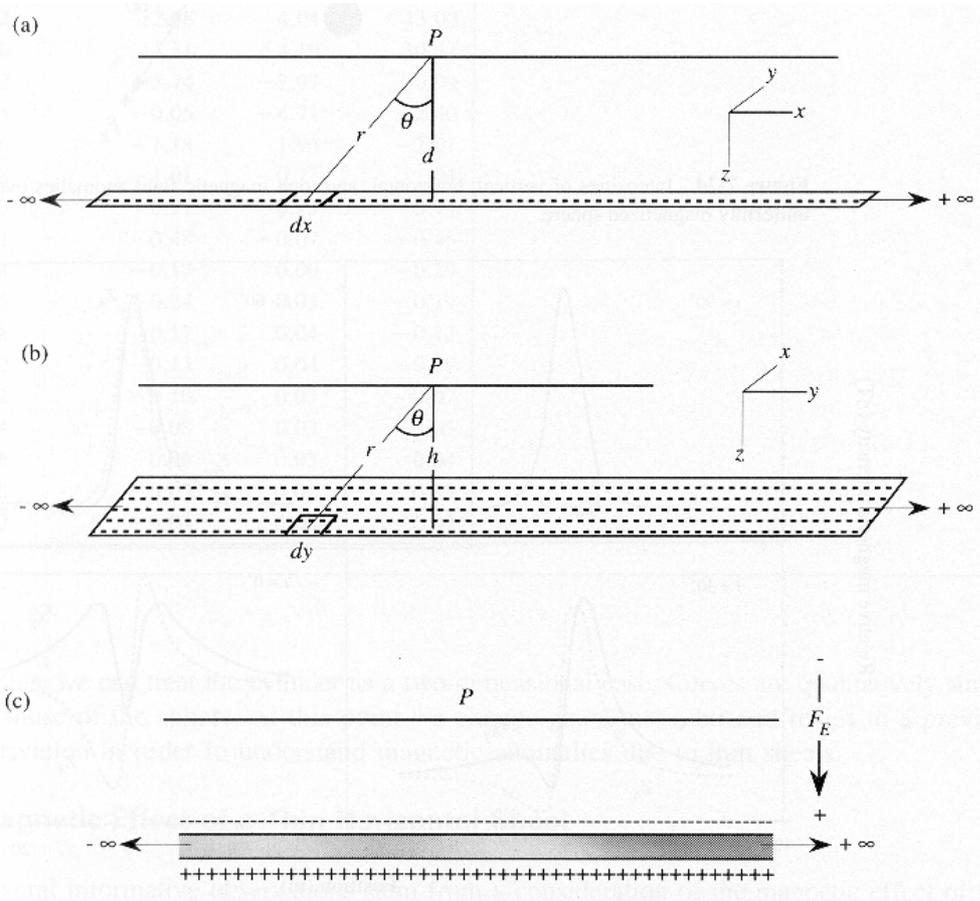
Anomalías de campo total y vertical para diferentes inclinaciones magnéticas de una esfera uniformemente magnetizada.



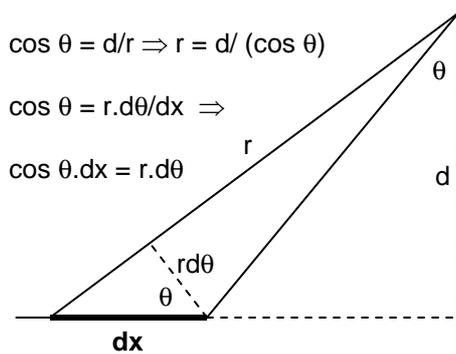
En todo el análisis precedente se simplificó bastante la situación. Se consideró que la anomalía estaba orientada paralela al campo magnético terrestre y que este era vertical. Esto dista mucho de la realidad, pero sirve para familiarizarse con la interpretación magnética y para tomar conciencia que la prospección magnética tiene un alto grado de subjetividad y por lo tanto su interpretación es fundamentalmente cualitativa.

Efecto magnético de una hoja horizontal delgada. Utilizaremos el mismo procedimiento de Bouguer en la Prospección Gravimétrica. Al igual que para la Relación de Poisson, suponemos que el campo terrestre es vertical. Si consideramos una cinta de polos negativos, entonces la intensidad R_A del campo magnético en un punto P debida a un área elemental $dx \cdot dy$, sabiendo que $H = m/r^2$ e $I = m/\text{área}$ y siguiendo la derivación de Bouguer, el campo vertical Z_A debido a la cinta expandida al infinito será:

$$R_A = \frac{(m/\text{área}) dx \cdot dy}{r^2} \quad y \quad Z_A = \int_{x=-\infty}^{x=+\infty} \frac{(m/\text{área}) dx \cdot dy}{r^2} \cos\theta$$



Expansión de una cinta a una hoja y a una placa infinita para calcular su efecto magnético.



$$Z_A = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{(m/\text{área}) \cdot r \cdot d\theta \cdot dy}{r^2} \cos\theta$$

$$Z_A = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{(m/\text{área}) \cdot dy}{d} \cos\theta \cdot d\theta$$

$$Z_A = \frac{2(m/\text{área})}{d} dy$$

El próximo paso es expandir la cinta a una hoja, recordando que se rota el punto vista en el segundo paso, cambiando la distancia **d** de la figura (a) por la **r** de la figura (b).

$$Z_{A \text{ Hoja}} = \frac{2(m/\text{área}) dy}{d} = \int_{y=-\infty}^{y=+\infty} \frac{2(m/\text{área}) dy}{r} \cos\theta$$

Ahora $dy \cdot \cos \theta = r \cdot d\theta$, entonces

$$Z_{A \text{ Hoja}} = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} 2(m/\text{área}) d\theta$$

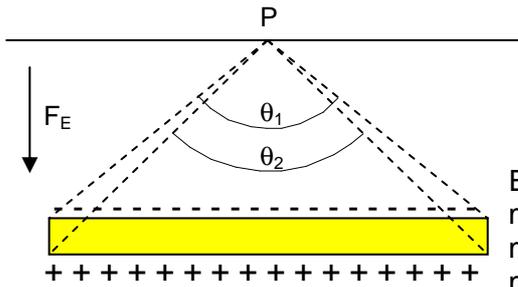
y finalmente

$$Z_{A \text{ Hoja}} = 2(m/\text{área}) \pi = 2 \cdot \pi \cdot I$$

Si la hoja tiene un espesor, la placa ya no tendrá solo polos negativos arriba, sino también los positivos en el fondo. En ese caso la anomalía resultante será nula, es decir:

$$Z_A = Z_{A \text{ Tope}} - Z_{A \text{ Fondo}} = 2 \cdot \pi \cdot I - 2 \cdot \pi \cdot I = 0$$

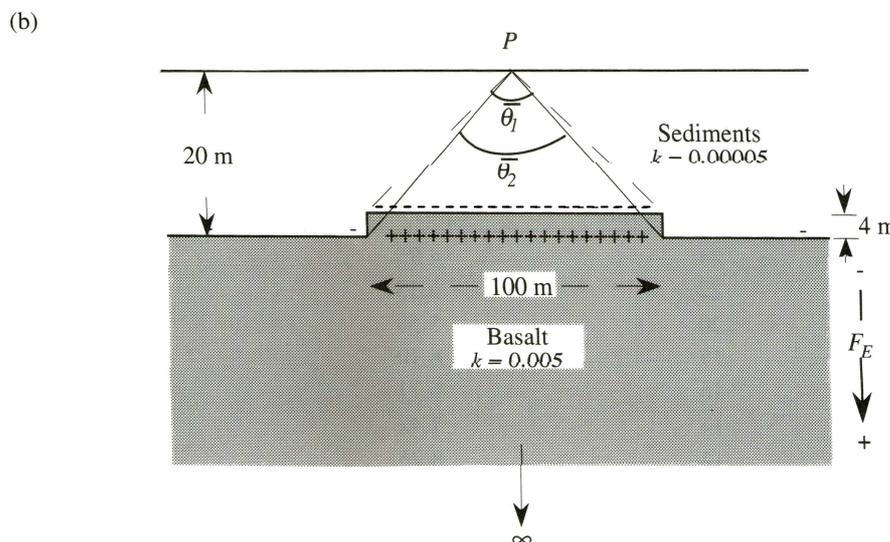
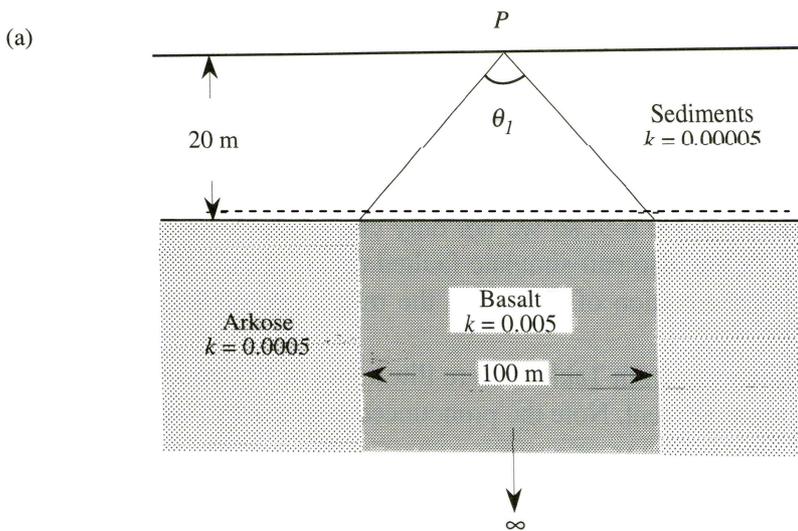
Pero si truncamos la placa puede demostrarse que π , el ángulo subtendido al infinito, puede reemplazarse por los que subtiende la placa truncada al tope y al fondo.



$$Z_A = Z_{A \text{ Tope}} - Z_{A \text{ Fondo}}$$

$$Z_A = 2 \cdot I \cdot \theta_1 - 2 \cdot I \cdot \theta_2 = 2 \cdot I \cdot (\theta_1 - \theta_2)$$

Esta relación se aplica para determinar la anomalía magnética de un basamento tapado por material no magnético, típico de una gruesa secuencia de sedimentos Paleozoicos sobre Precámbricas rocas ígneas y metamórficas.



Otro ejemplo es el de una delgada cobertura de sedimentos del Pleistoceno sobre rocas sedimentarias Mesozoicas cortadas por rocas basálticas, la geología del valle Conectitud de Massachusetts.

Veamos el ejemplo correspondiente a la geología mencionada. Suponemos el campo terrestre vertical por simplicidad. Si el basamento fuera de gran espesor (a), el efecto sería como el de una hoja con todos los polos negativos sobre la superficie del basamento. La susceptibilidad del sedimento del Pleistoceno es tan baja que puede despreciarse. $k'=0,0045$ es la susceptibilidad efectiva del basalto.

Con la última ecuación, y el ángulo en radianes, podemos calcular la anomalía vertical como:

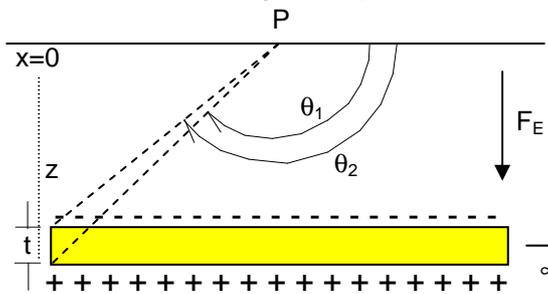
$$Z_A = Z_{A \text{ Tope}} - Z_{A \text{ Fondo}}$$

$$Z_A = 2(0.0045 \times 60.000 \times 2.38) - 0 = 1.286 \text{ nT}$$

De un modo similar puede calcularse un horst de solo 4 metros sobre el basamento. Este salto es significativo en comparación al espesor del sedimento, por ello se hace necesario considerar los polos positivos bajo dicho salto. La anomalía en P debida a este horst será:

$$Z_A = Z_{A \text{ Tope}} - Z_{A \text{ Fondo}} = 2(0.005 \times 60.000 \times 2.52) - 2(0.005 \times 60.000 \times 2.38) = 84 \text{ nT}$$

Como un ejercicio final en obtener ecuaciones para calcular efectos magnéticos de figuras geométricas sencillas, intentamos ahora con una losa semi-infinita utilizando dos ángulos en razón de los polos negativos y positivos.



$$\theta_1 = \pi/2 + \text{tg}^{-1}(x/z)$$

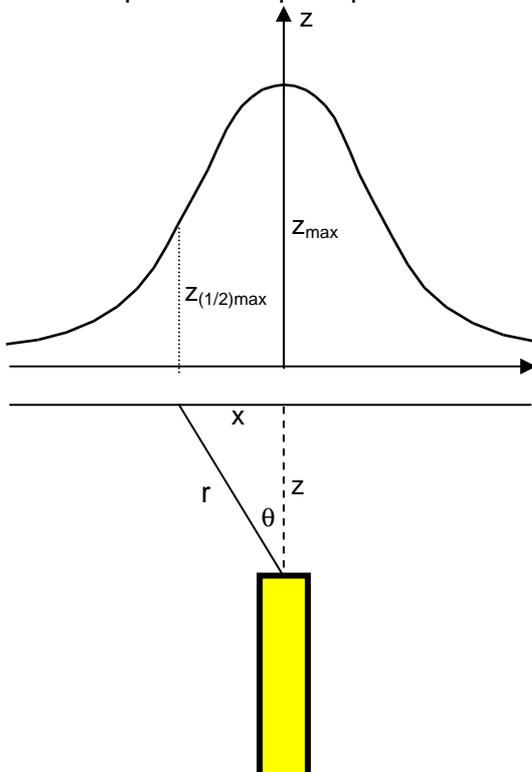
$$\theta_2 = \pi/2 + \text{tg}^{-1}(x/(z+t))$$

Reemplazando en la ecuación $Z_A = 2 I (\theta_1 - \theta_2)$

tendremos la atracción de una losa semi-infinita:

$$Z_A = 2 k F_E [\pi/2 + \text{tg}^{-1}(x/z) - \pi/2 - \text{tg}^{-1}(x/(z+t))] = 2 k F_E [\text{tg}^{-1}(x/z) - \text{tg}^{-1}(x/(z+t))]$$

Efecto de cuerpos de sección irregular. Este efecto puede calcularse igual que en gravimetría. Para ello existe un desarrollo matemático similar al que utilizó Talwani, y que tiene su aplicación mediante el uso de programas de computación específicos. Además pueden adaptarse dos técnicas de interpretación directa utilizadas en gravimetría. La primera es la **técnica del medio-máximo** que da una idea bastante aproximada de la profundidad de la fuente. Partimos de la ecuación ya vista para un monopolo, y la particularizamos para una varilla vertical delgada con el polo profundo muy lejos. Suponemos además que nuestro perfil pasa sobre la varilla:



$$Z_A = \frac{z (kF_E A)}{(x^2+z^2)^{3/2}}$$

El máximo se obtiene cuando $x = 0$, y la mitad, dividiéndolo en dos obviamente, entonces el medio-máximo será:

$$Z_{A(1/2) \text{ max}} = \frac{(kF_E A)}{2z^2}$$

En el punto donde la mitad del máximo toma este valor tendremos:

$$Z_A = \frac{(kF_E A)(z^2 + x_{(1/2)\text{max}}^2) \cos\theta}{(z^2 + x_{(1/2)\text{max}}^2)^{3/2}}$$

Como $\cos\theta = z/r$ y $r = (z^2 + x_{(1/2)\text{max}}^2)^{1/2}$, tendremos:

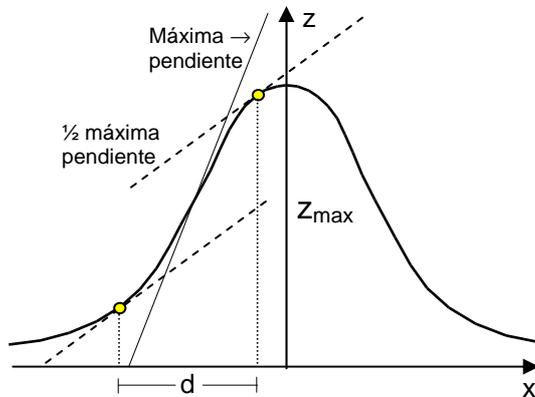
$$\frac{(z^2 + x_{(1/2)\text{max}}^2)^{1/2} \cos\theta}{(z^2 + x_{(1/2)\text{max}}^2)^{3/2}} = \frac{1}{2z^2}$$

Ecuación que se reduce a $2z^3 = (z^2 + x_{(1/2)\max}^2)^{3/2}$ y finalmente queda

$$z = 1.3 x_{(1/2)\max}$$

Del mismo modo puede determinarse para la esfera que resulta $z = 2.0 x_{(1/2)\max}$

Para la losa semi-infinita la profundidad z es igual a la mitad de la distancia entre Z_{\max} y Z_{\min} .



La segunda técnica es el **método de las pendientes o de máximo gradiente**, que también da una idea bastante aproximada de la profundidad de la fuente. Consiste en crear una línea con una pendiente igual a la mitad de la máxima pendiente. Esta máxima pendiente está obviamente en el punto de inflexión de la curva. La línea creada se mueve por la curva hasta que sea tangente a la curva. Habrá dos puntos de tangencia y la distancia horizontal d entre ellos es proporcional a la profundidad z , es decir:

$$z = d / 1.6$$

Determinación de la magnetización de una roca

Recordemos que el efecto magnético de una masa rocosa es proporcional a su magnetización I (A/m), la cual es un vector cuyas componentes en la dirección de los tres ejes son I_x , I_y e I_z . La fuerza magnetizante H generará un campo magnético B , tal que $B = \mu H$ con μ la permeabilidad magnética de la sustancia. Las unidades con que se mide cada una son las siguientes:

- H en Ampere/metro (A/m) (1 Oersted = 79,58 A/m)
- B en Weber/metro² (wb/m²) o Tesla (T)
- μ en Weber/Ampere.metro (wb/Am)

En el caso del campo magnético de la Tierra B_o , $\mu_o = 4\pi \times 10^{-7}$ (wb/Am). Un cuerpo magnético de volumen unitario en el campo magnético de la Tierra experimenta una fuerza magnetizante I por unidad de volumen dentro del cuerpo, por lo que H e I son dimensionalmente equivalentes. La fuerza magnetizante I es proporcional a H ya que $I = kH$ con k la susceptibilidad adimensional. El campo magnético fuera del cuerpo será por lo tanto:

$$B = B_o + \mu_o kH$$

$$B = \mu_o H + \mu_o kH = (1 + k)B_o = \mu_o (H + I)$$

El Momento magnético o magnetización de la masa rocosa de un determinado volumen V será:

$$M = I.V \text{ (A/m}^2\text{)}$$

Nuevamente aparece una equivalencia, puesto que todos los cuerpos con el mismo momento magnético dan el mismo efecto magnético.

La magnetización $I = kH$ también es llamada magnetización inducida I_{ind} , puesto que solo existe en presencia de una fuerza magnetizante H . Sin embargo, la mayoría de las rocas magnéticas tienen una magnetización remanente I_{rem} aunque $H = 0$. La causa de esta remanencia radica en la estructura de los dominios magnéticos de las sustancias Ferromagnéticas (generalmente magnetita). La magnetización total de una roca será entonces:

$$I = I_{\text{ind}} + I_{\text{rem}}$$

La dirección de I_{rem} en las rocas volcánicas es la del campo magnético existente al momento que la roca se enfrió. En el caso de rocas volcánicas jóvenes, las direcciones de los campos remanente e inducido coincidirán.

Como el campo de la Tierra es también vectorial, puede ser descompuesto en tres componentes B_{ox} , B_{oy} y B_{oz} coincidentes con el Norte, el Este y Vertical respectivamente. Por simple álgebra vectorial estas componentes pueden ser también expresadas por el módulo de B_o , la declinación d y la inclinación i magnéticas. Las magnetizaciones total, inducida y remanentes también pueden ser descompuestas en componentes paralelas a los ejes x,y,z.

Ejemplo de cómo evaluar I:

Calcular la magnitud de I_{rem} y sus componentes para una roca basáltica de Auckland (New Zealand) desde el hecho que la declinación de I es alrededor de 0° y que $I \cong 5A/m$ (de mediciones aéreas). La susceptibilidad media de este basalto es de $4\pi \times 2 \times 10^{-3}$. Siempre es razonable suponer que la inclinación de I es igual a la de I_{ind} .

El Campo magnético en New Zealand es $|F| = 55.250 \text{ nT}$, la inclinación $i = -62,5^\circ$ y la declinación $d = 18^\circ$.

Como $I_{ind} = kH = k(F/\mu_o)$ entonces

$$|I_{ind}| = \frac{4\pi \times 2 \times 10^{-3} \times 0,55250 \times 10^{-4} \text{ (wb/m}^2\text{)}}{4\pi \times 10^{-7} \text{ (wb/Am)}} = 1.105 \text{ A/m}$$

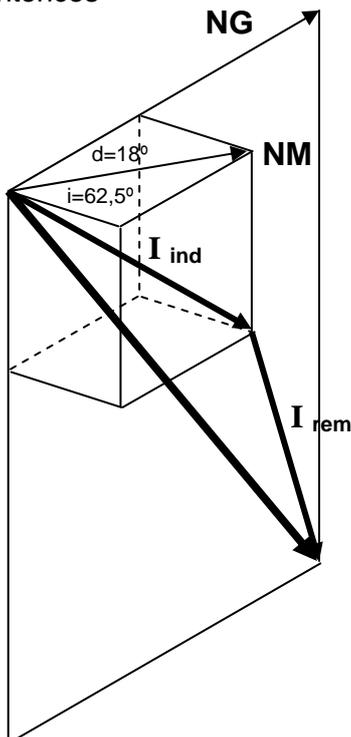
Entonces las componentes de I_{ind} serán:

$$I_{ind} = \begin{vmatrix} I_{Xind} \\ I_{Yind} \\ I_{Zind} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} |I_{ind}| \cos(i) \cos(d) \\ |I_{ind}| \cos(i) \sin(d) \\ |I_{ind}| \sin(i) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1.105 \times 0,462 \times 0,951 \\ 1.105 \times 0,462 \\ 1.105 \times (-0,887) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0,486 \text{ A/m} \\ 0,158 \text{ A/m} \\ -0,980 \text{ A/m} \end{vmatrix}$$

Sabemos que

$$I = \begin{vmatrix} I_x \\ I_y \\ I_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 5 \cos(62,5^\circ) \cos(0^\circ) \\ 5 \cos(62,5^\circ) \sin(0^\circ) \\ 5 \sin(62,5^\circ) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 5 \times 0,462 \\ 5 \times 0,0 \\ 5 \times (-0,887) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 2,309 \text{ A/m} \\ 0,0 \text{ A/m} \\ -4,435 \text{ A/m} \end{vmatrix}$$

Entonces



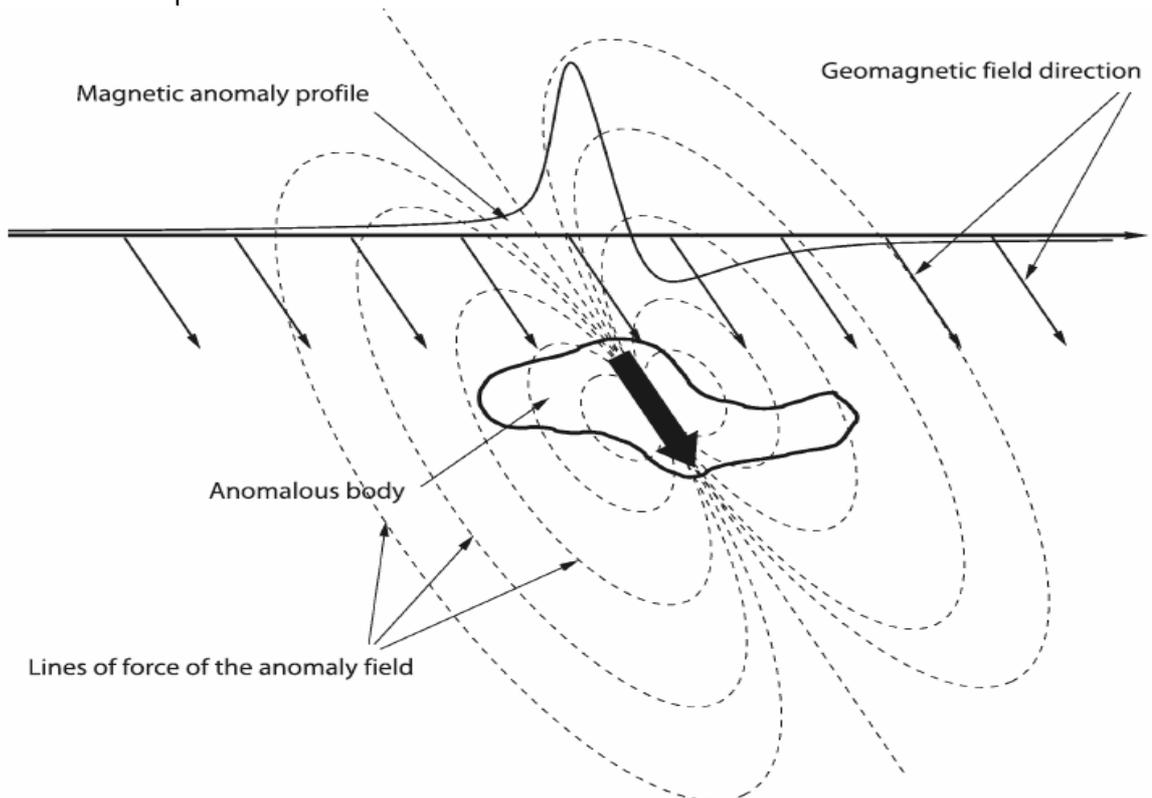
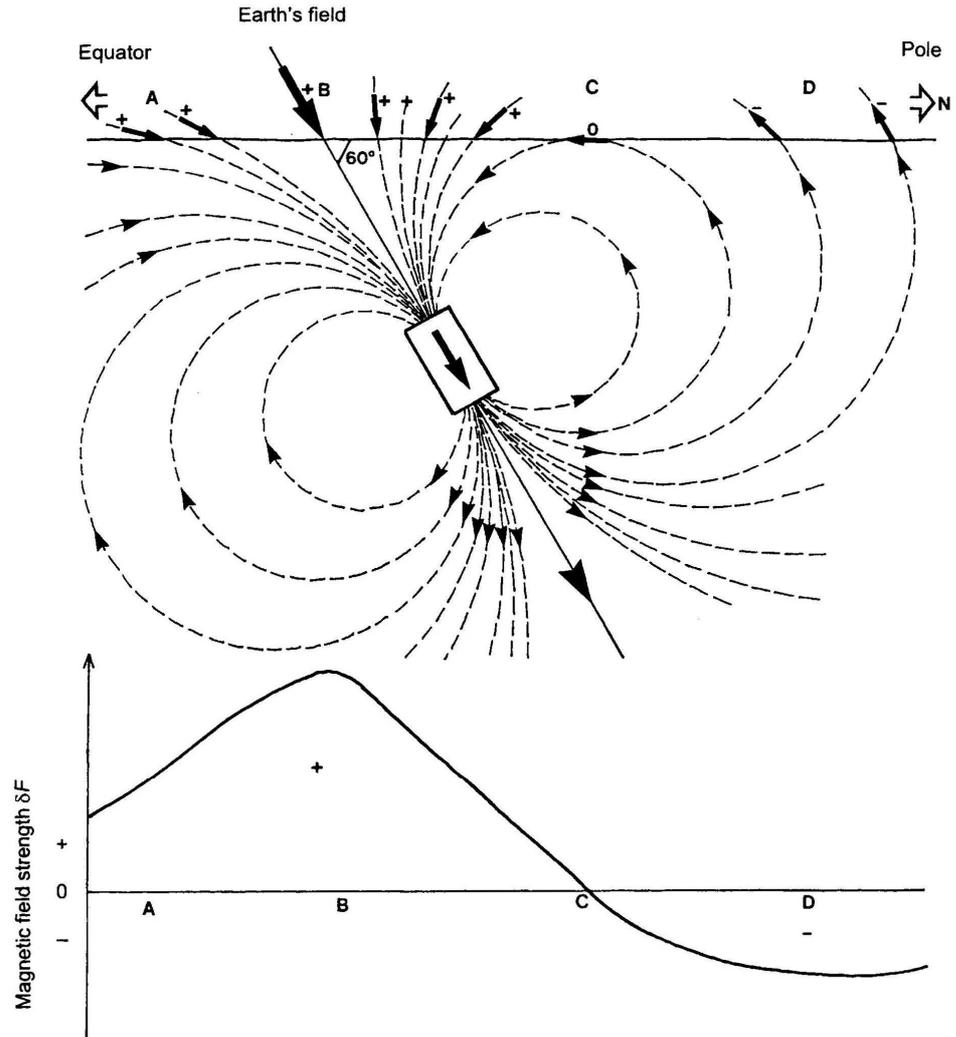
$$\begin{vmatrix} I_x - I_{Xind} = I_{Xrem} \\ I_y - I_{Yind} = I_{Yrem} \\ I_z - I_{Zind} = I_{Zrem} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 2,309 - 0,486 \\ 0,158 - 0 \\ -4,435 + 0,980 \end{vmatrix}$$

$$I_{Xrem} = \begin{vmatrix} 1,823 \\ 0,158 \\ -3,455 \end{vmatrix} = 3,91 \text{ A/m}$$

$$3,91 = \sqrt{1,823^2 + 0,158^2 + 3,455^2}$$

$$\text{Declinación de } I_{rem} = \arctg(0,158/1,823) \cong 5^\circ$$

Ejemplo de intensidad de magnética debida a un dipolo inducido a 60°



Bibliografía

- An Introduction to Applied and Environmental Geophysics** - John M. Reynolds – Wiley - 1997
- Fundamentos de Geofísica** - Agustín Udías – Julio Mezcua -Alianza Universidad Textos -1997
- El Magnetismo de las Rocas** – Daniel Valencio – Editorial Universitaria de Buenos Aires - 1980
- Geomagnetism** – G.N. Petrova, V.N. Brovov and M.I. Pudovkin – U.G.G.I. – UNESCO - 1980
- Tratado de Geofísica Aplicada** - José Cantos Figuerola – Litoprint - 1978
- Introduction to Geophysical Prospecting** - Milton Dobrin - McGraw – Hill B. Company –1976
- Applied Geophysics** - W. M. Telford – L. P. Geldart, R. E. Sheriff, D. A. Keys - 1976
- Geofísica Minera** - D. S. Parasnis – Paraninfo - 1971
- Introducción a la Geofísica** – Benjamín F. Howell, Jr. – Ediciones Omega - 1962
- Exploration Geophysics** - J. J. Yakosky - Trija Publishing Company - 1957