

MAGNETIZZAZIONE DELLE ROCCE

Un corpo magnetico posto in un campo magnetico esterno \underline{B}_0 si magnetizza per induzione (i dipoli si allineano) e il momento di dipolo per unità di volume viene detta **intensità di magnetizzazione** \underline{M} e risulta proporzionale al campo esterno - se questo è debole - con direzione uguale a quella del campo esterno. \underline{M} dipende dalle proprietà del corpo e tale dipendenza è espressa dal valore della costante di proporzionalità k (indicata anche con χ o χ_m) detta **susceptività magnetica**.

$$\mu_0 \underline{M} = k \underline{B}_0$$

Il campo totale magnetico \underline{B} nel corpo sarà dato dalla somma del campo esterno e da quello dovuto alla magnetizzazione

$$\begin{aligned}\underline{B} &= \underline{B}_0 + \mu_0 \underline{M} \\ &= [1 + k] \underline{B}_0 \\ &= \mu \underline{B}_0 = \mu \mu_0 \underline{H}\end{aligned}$$

con $\mu = 1 + k$ **permeabilità magnetica**.

A seconda del valore di k le sostanze si possono dividere in:

$$k < 0$$

diamagnetiche - senza momento magnetico permanente; tendono a diminuire \underline{B}_0
Acqua, rame, vetro

$$k = 0$$

il vuoto

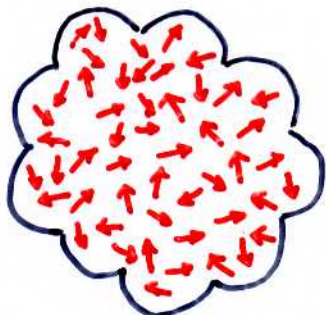
$$k > 0$$

paramagnetiche - il loro momento magnetico permanente tende ad allinearsi lungo il campo magnetico esterno, rafforzandolo
Ossigeno, alluminio, platino

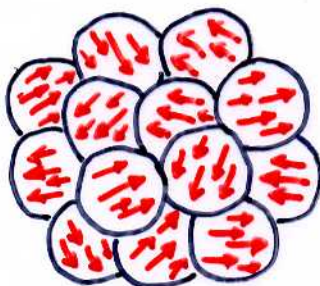
$k \gg 0$

ferromagnetiche - i loro momenti magnetici sono allineati già di per sé in certe zone (domini magnetici)

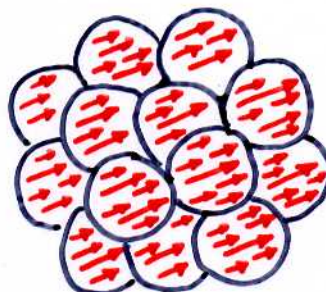
Ferro, nichel



Sopra il punto di Curie i dipoli hanno orientazione random



Sotto il punto di Curie i dipoli sono paralleli entro i domini



Sotto il punto di Curie in presenza di un campo esterno i domini magnetici si allineano

L'agitazione termica molecolare tende a rompere lo allineamento dei dipoli, pertanto in una sostanza ferromagnetica k decresce all'aumentare della temperatura:

$$k = \frac{C}{T}$$

Legge di Curie ($T < T_c$)

ove C è la costante di Curie e T si misura in gradi Kelvin. Ad una certa temperatura T_0 , detta di Curie, la sostanza perde le sue caratteristiche magnetiche.

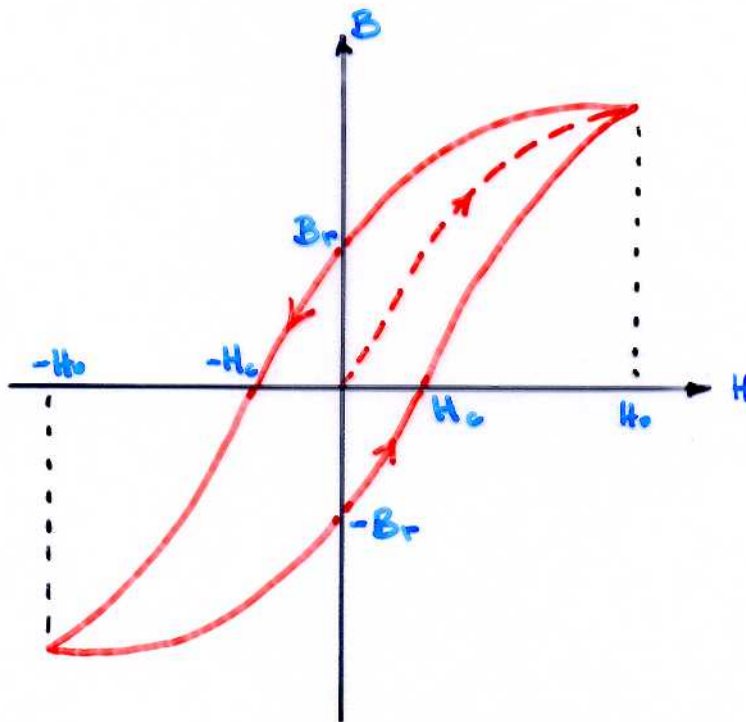
$T_c = 580^\circ\text{C}$ per la magnetite Fe_3O_4

$T_c = 680^\circ\text{C}$ per la ematite Fe_2O_3

La suscettività magnetica k è una quantità adimensionale ed è di solito tabulata in unità cgs. Per trasformarla in unità MKS basta moltiplicare tali valori per 4π .

Curva d'isteresi

La linearità tra B ed H è solo approssimativa e non vale per le sostanze altamente magnetiche o per campi esterni molto forti. In questi casi la relazione tra B ed H è data da una curva d'isteresi



Le intercette sull'asse B misurano la **magnetizzazione residua** ($B_r, -B_r$) che rimane nel mezzo una volta eliminato il campo esterno.

Le intercette sull'asse H indicano invece il valore del campo inverso necessario a rimuovere la magnetizzazione indotta: ($H_c, -H_c$) **campo coercitivo**.

SUSCETTIVITA' DELLE ROCCE

Le variazioni più importanti nel campo principale sono il risultato delle variazioni del contenuto di minerale magnetico nelle rocce di superficie. Talvolta le anomalie sono così forti da raddoppiare localmente il campo principale.

La suscettività magnetica k è il parametro fondamentale del magnetismo. In genere non è possibile misurarla direttamente sul terreno, ma solo su campioni di roccia in laboratorio. Non essendo k costante per una sostanza magnetica (isteresi!), lo si deve misurare con un valore di H uguale a quello del CMT.

Essendo la magnetite (Fe_3O_4) la principale sorgente di anomalie magnetiche locali, si è tentato di stabilire una relazione quantitativa tra k e la concentrazione di Fe_3O_4 .
→ Dispersione notevole!

k varia notevolmente anche per lo stesso tipo di roccia e c'è una notevole sovrapposizione di valori per tipi diversi!

Però: rocce sedimentarie hanno un k medio minimo,
rocce ignee basiche un k medio tra i più alti.

Dolomia :	10	(0-75)
Calcare :	25	(2-280)
Arenarie :	30	(0-1665)
Scisti :	50	(5-1478)

Basalti :	300	
R. metam. :	350	(0-5824)
R. ignee acide :	650	(3-6529)
R. ignee basiche :	2600	(44-9711)
Magnetite pura :	→ 15.000.000	

NB: k in unità 10^{-6} cgs.

Tipi di magnetizzazioni residue

La magnetizzazione delle rocce è dovuta quasi sempre al CMT presente (e varia al variare del CMT). In pratica però il magnetismo residuo spesso contribuisce una parte non indifferente.

Poiché la lava cristallizza a temperature tra i 800°C ed i 1100°C , le rocce magmatiche acquisiscono la loro magnetizzazione qualche tempo dopo che la lava si solidifica. Sotto la temperatura di bloccaggio i granelli magnetizzati non possono più riorientarsi e rimangono orientati nella direzione del CMT operante alla determinata latitudine all'epoca di solidificazione. Tale magnetizzazione residua viene chiamata **magnetizzazione termoresidua**.

Anche le rocce sedimentarie possono avere una magnetizzazione residua, sebbene non fossero mai state calde nei 500°C , ma la loro magnetizzazione è in genere molto minore. Esse possono essere magnetizzate in due modi: tramite la **magnetizzazione residua da sedimentazione (o deposizionale)** in cui i granelli di sedimenti che si depositano in acque tranquille si orientano - se magnetizzati - parallelamente al CMT agente; tramite la **magnetizzazione residua chimica** acquisita nel posto dopo la sedimentazione mediante la crescita chimica dei granelli di ossido di ferro.

La magnetizzazione termoresidua è in genere molto più forte di quella indotta: il rapporto tra le due è detto **rapporto di Königsberg** Q . Per i basalti oceanici $1 < Q < 160$, mentre $10^{-4} < k < 10^{-1}$.

Fig. 5.8 The magnetization of a material may be envisaged as due to an alignment of (a) small dipoles or (b) equivalent current loops; even in a permanent magnet the physical source of the B-field of the material is a system of electrical currents on an atomic scale.

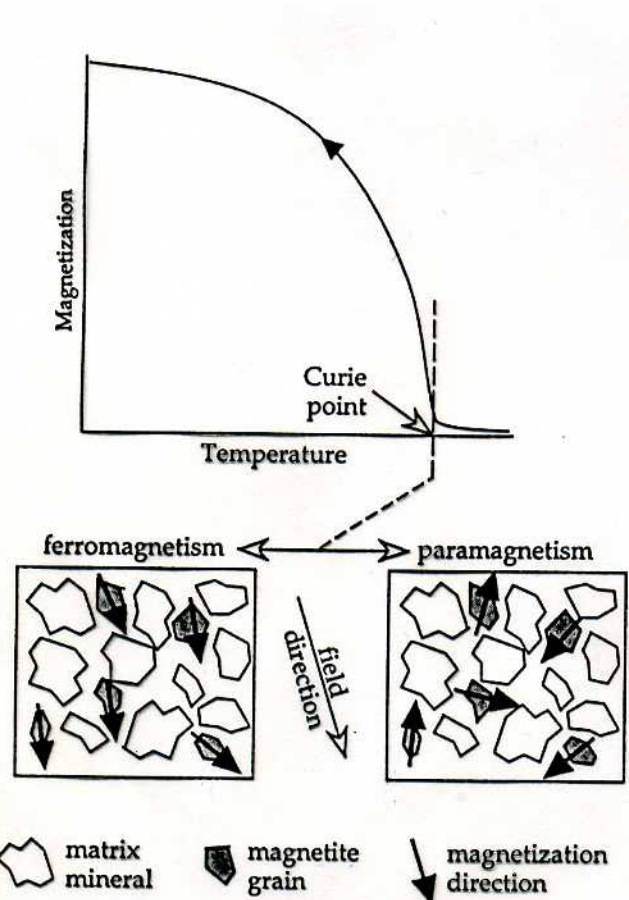
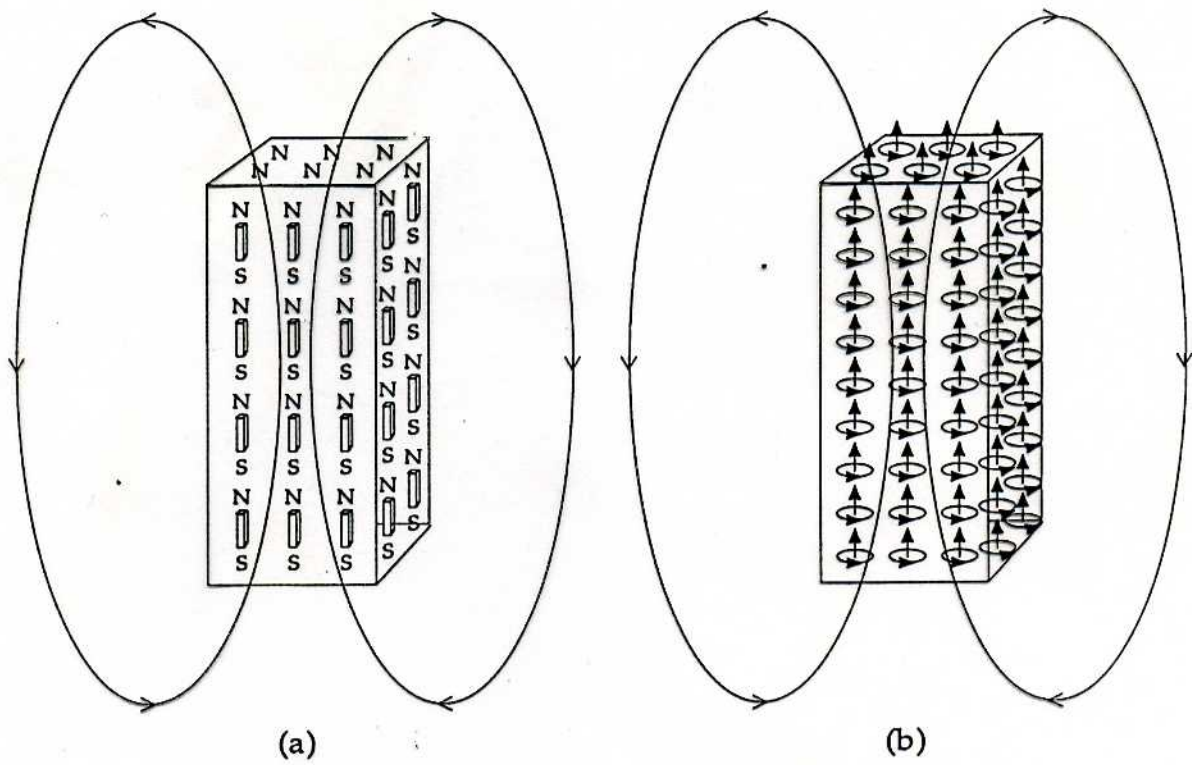


Fig. 5.19 On cooling through the Curie temperature the magnetic state of magnetite grains changes from paramagnetism to ferromagnetism. On cooling further the magnetizations in the magnetite grains become blocked along easy directions of magnetization close to the field direction. The resultant thermoremanent magnetization is parallel to the field direction.

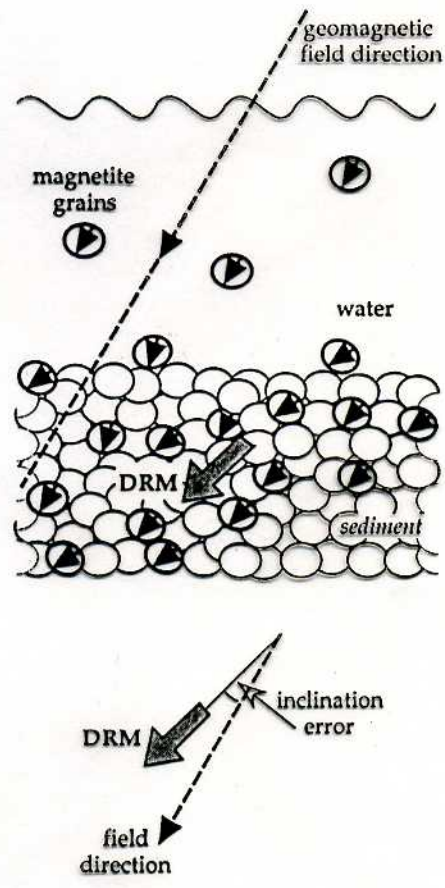


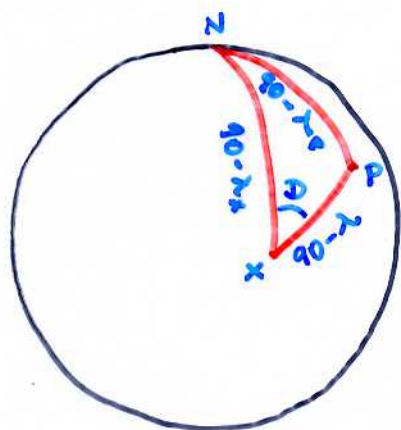
Fig. 5.21 Acquisition of depositional remanent magnetization (DRM) in a sediment; gravity causes an inclination error between the magnetization and field directions.

Calcolo del polo paleomagnetico

Se conosciamo l'inclinazione e la declinazione di un campione di roccia, possiamo calcolare la posizione del polo paleomagnetico (cioè quello esistente all'epoca di formazione della roccia).
 la latitudine paleomagnetica della roccia λ si ricava dalla

$$\tan I = 2 \tan \lambda$$

mentre per la latitudine e longitudine del polo paleomagnetico si usa le note formule della trigonometria sferica:



$$\cos(90 - \lambda_p) = \cos(90 - \lambda_x) \cos(90 - \lambda) + \sin(90 - \lambda_x) \sin(90 - \lambda) \cos D$$

$$\sin \lambda_p = \sin \lambda_x \sin \lambda + \cos \lambda_x \cos \lambda \cos D$$

Per trovare $\phi_p - \phi_x$ usiamo la formula del seno:

$$\frac{\sin(\phi_p - \phi_x)}{\sin(90 - \lambda)} = \frac{\sin D}{\sin(90 - \lambda_p)}$$

$$\sin(\phi_p - \phi_x) = \frac{\cos \lambda \sin D}{\cos \lambda_p}$$

$$\sin \lambda \geq \sin \lambda_p \sin \lambda_x$$

$$\sin(180 + \phi_x - \phi_p) = \frac{\cos \lambda \sin D}{\cos \lambda_p}$$

$$\sin \lambda < \sin \lambda_p \sin \lambda_x$$

Esempio: roccia basaltica trovata a 47°N , 20°E ha $I = 30^\circ$ e $D = 80^\circ$.

$$\lambda = \tan^{-1} \left(\frac{\tan 30^\circ}{2} \right) = 16^\circ$$

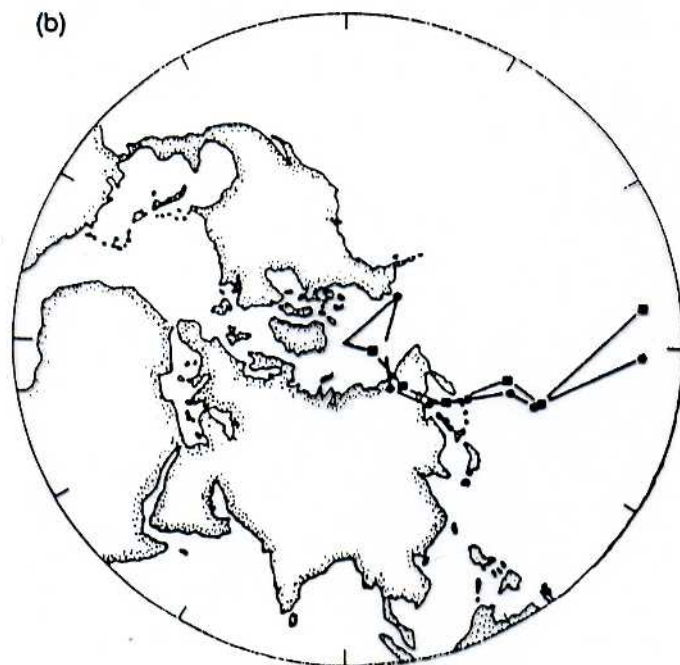
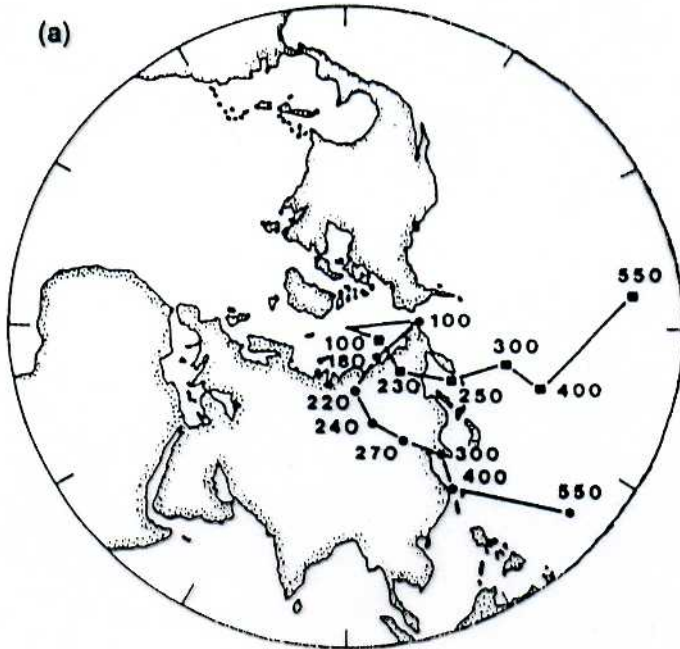
$$\sin \lambda_p = \sin 47^\circ \sin 16^\circ + \cos 47^\circ \cos 16^\circ \cos 80^\circ \rightarrow \lambda_p = 18^\circ$$

$$\sin(\phi_p - \phi_x) = \frac{\cos 16^\circ \sin 80^\circ}{\cos 18^\circ} \rightarrow \phi_p - \phi_x = 84^\circ \rightarrow \phi_p = 104^\circ$$

la posizione del polo paleomagnetico \bar{c} : 18°N , 104°E .

Cammino del polo

Se si ottengono le posizioni del polo paleomagnetico da rocce di diversa età dello stesso continente, esse si possono tracciare in una mappa, ottenendo il cammino del polo. È una maniera come si è mosso il polo magnetico relativamente al continente.



Se i cammini per due continenti diversi coincidono, i due continenti non si sono mossi uno rispetto all'altro. Se non coincidono, c'è stato moto relativo tra i continenti.

Figura a) cammini del polo per la Nord America (cerchi) e per l'Europa (quadrati)

Figura b) cammini del polo per la Nord America e l'Europa tenendo conto dell'apertura dell'oceano Atlantico.

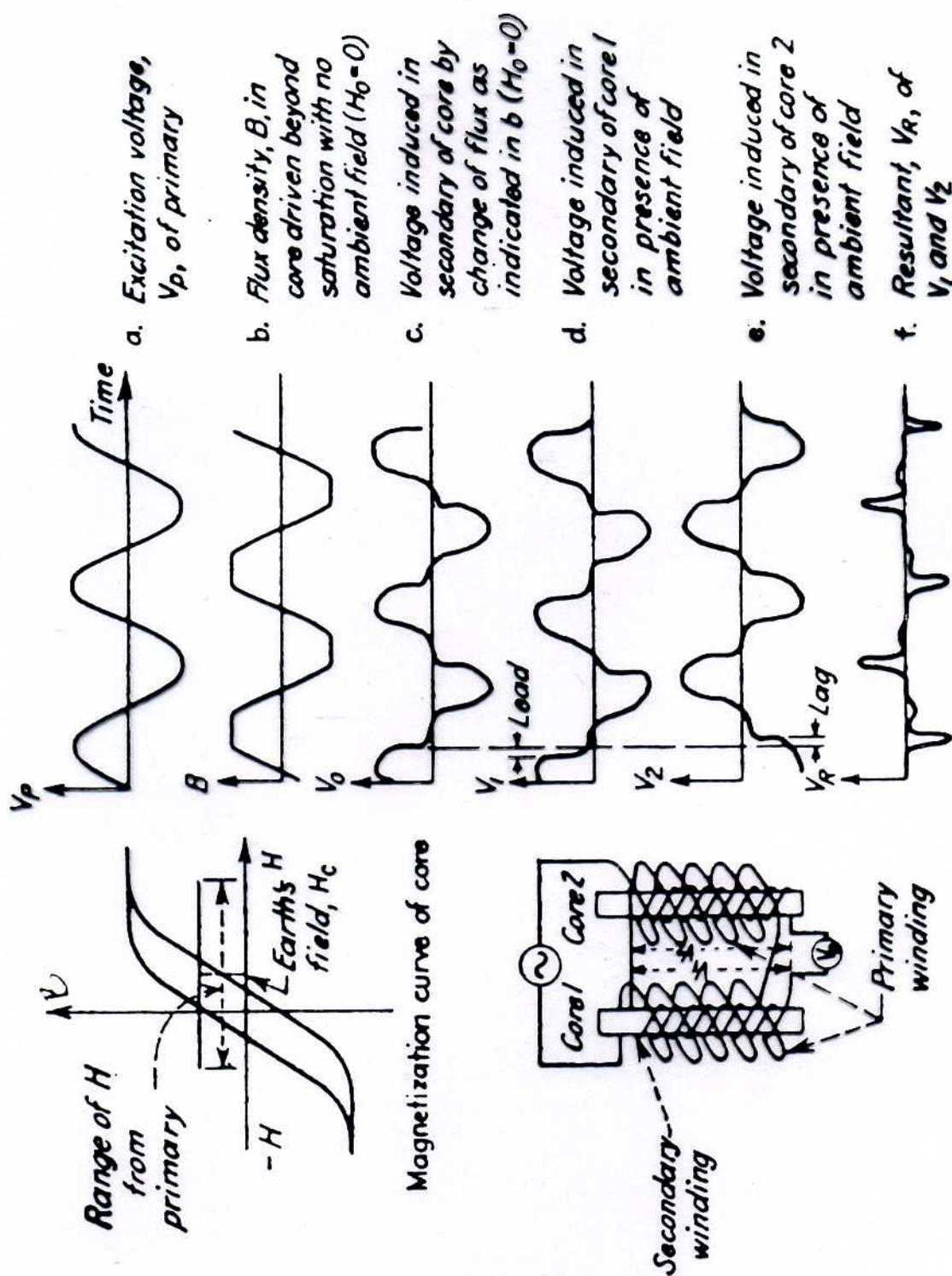


Fig. 13-17. Principle of flux-gate magnetometer.

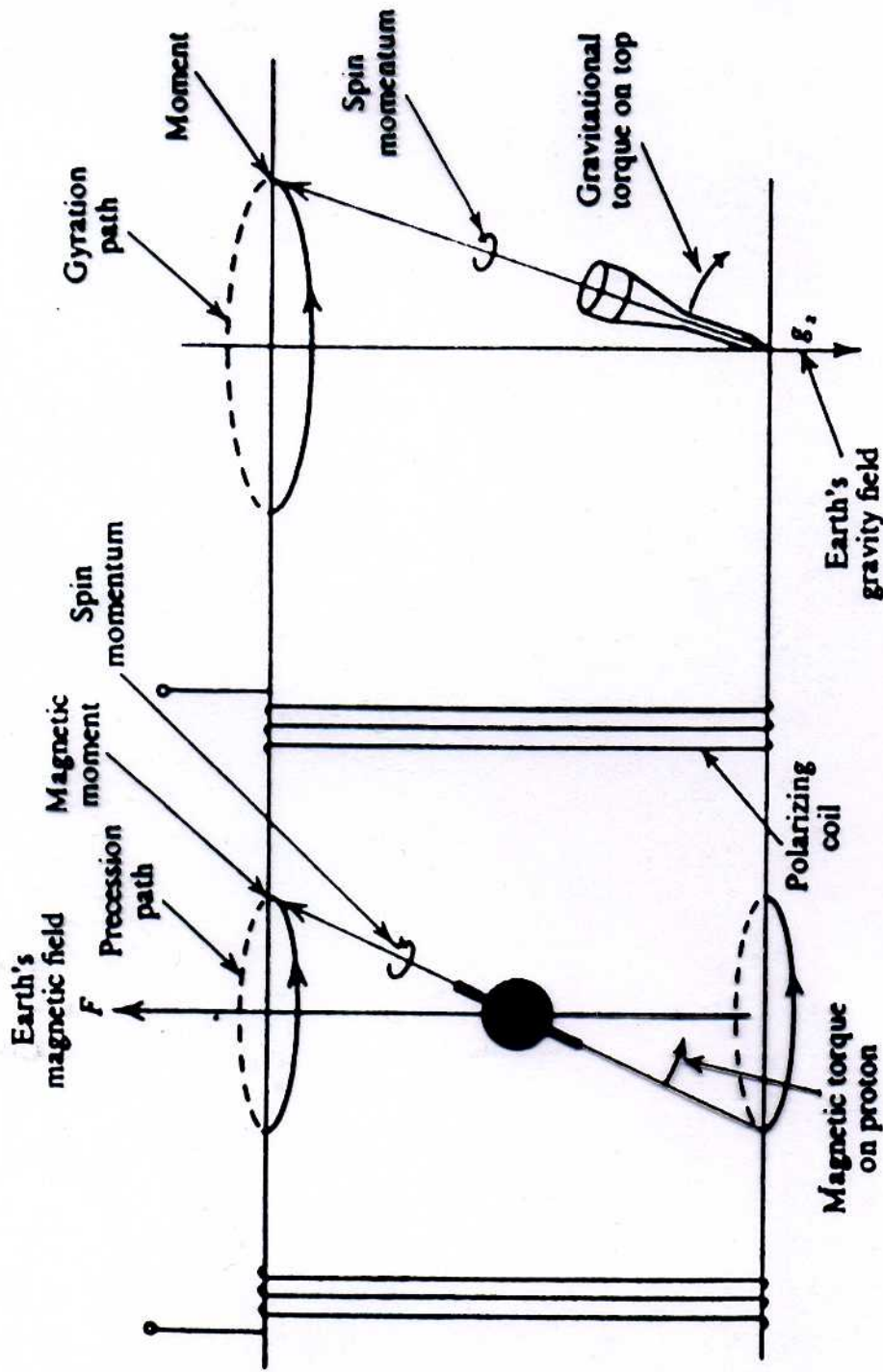


Fig. 3.12 Proton precession and the spinning-top analogy.

The proton precesses at an angular velocity ω , known as the *Larmor precession frequency*, which is proportional to the magnetic field strength F , so that

$$\omega = \gamma_p F. \quad (3.19a)$$

The constant γ_p is the *gyromagnetic ratio of the proton*, that is, the ratio of its magnetic moment to its spin angular momentum. The value of γ_p is known to an

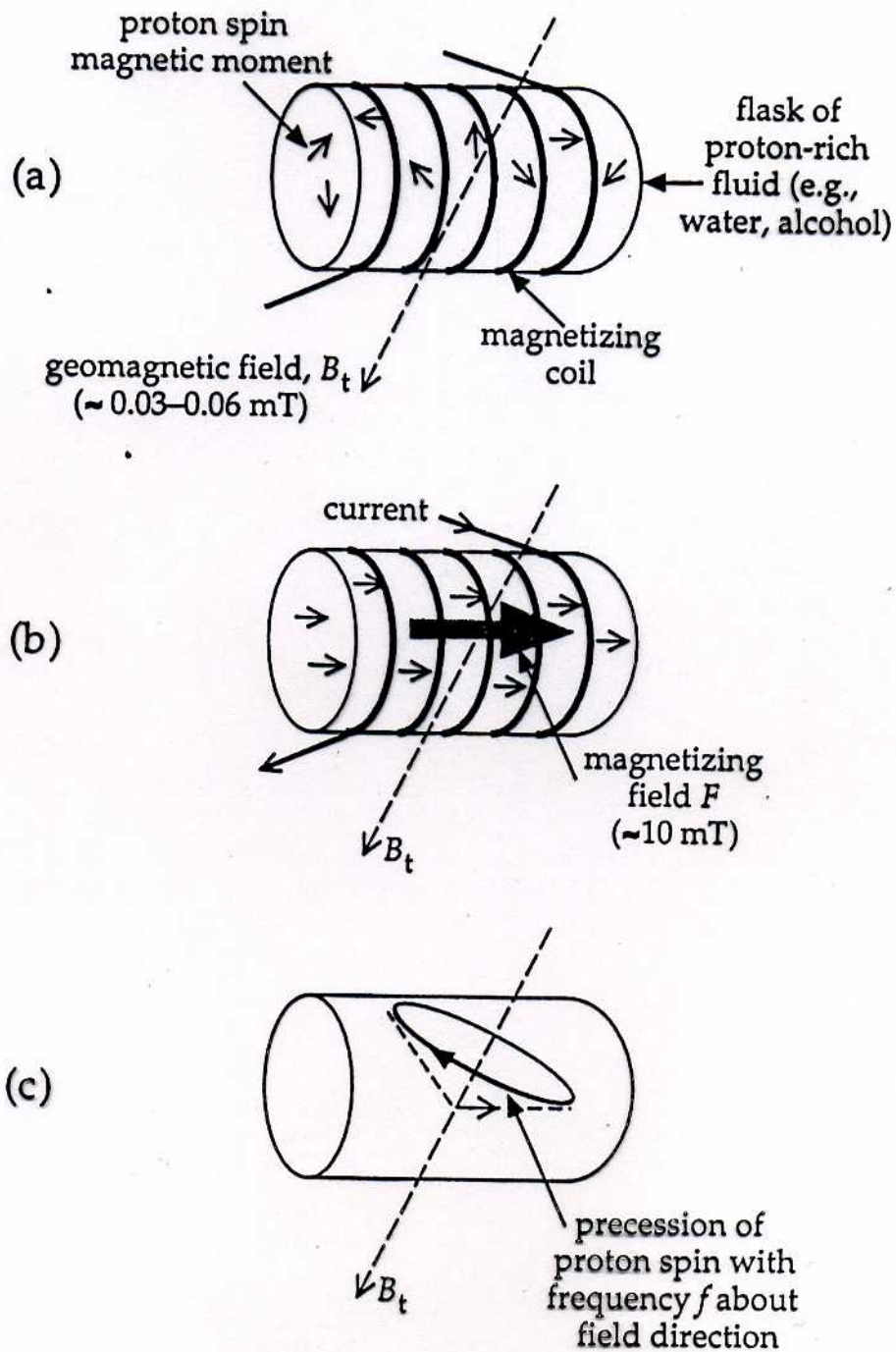


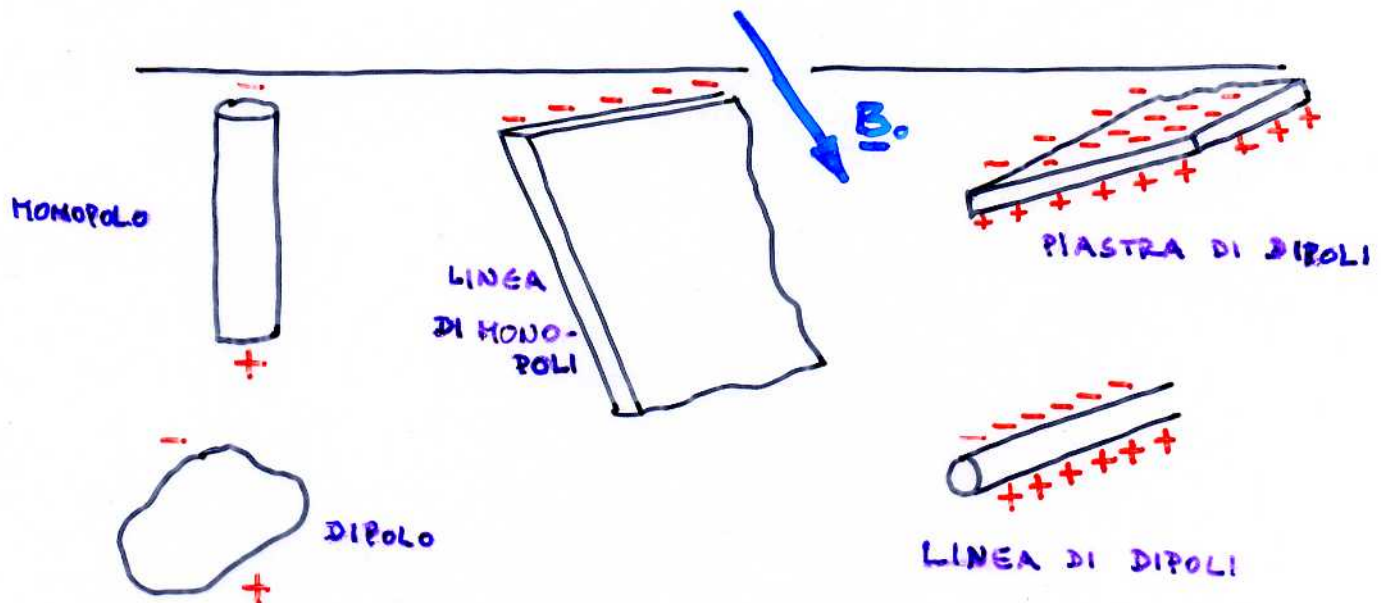
Fig. 5.42 (a) The elements of a proton-precession magnetometer. (b) Current in the magnetizing coil produces a strong field F that aligns the magnetic moments ('spins') of the protons. (c) When the field F is switched off, the proton spins precess about the geomagnetic field B_t , inducing an alternating current in the coil with the Larmor precessional frequency f .

ANOMALIE MAGNETICHE

Un'anomalia magnetica rappresenta un disturbo locale del CMT dovuto ad una variazione locale nella magnetizzazione - contrasto di magnetizzazione.

L'anomalia osservata esprime l'effetto complessivo della magnetizzazione indotta e quella residua - che possono avere intensità e direzioni diverse. Poiché la magnetizzazione residua è altamente variabile e poco misurata, le anomalie vengono interpretate come se la magnetizzazione indotta fosse l'unica sorgente dell'anomalia.

Le anomalie magnetiche vengono di solito interpretate in termini di dipoli e monopoli (singoli, linee, piastre) a seconda dell'estensione geometrica dei corpi geologici a cui sono associate.



L'ANOMALIA MAGNETICA DIPENDE DALLA DIREZIONE DEL CAMPO ESTERNO

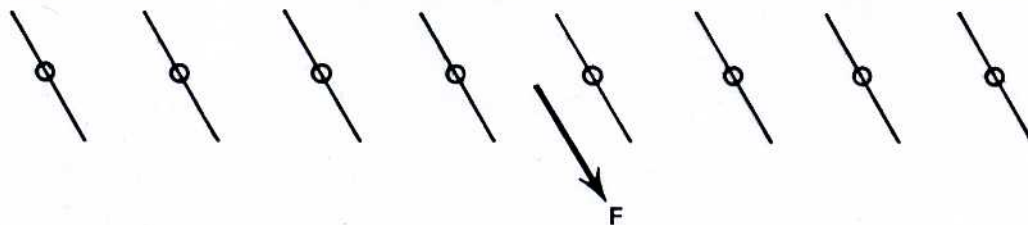


Figure 20. Direction of Components Measured by Total Field Magnetometer

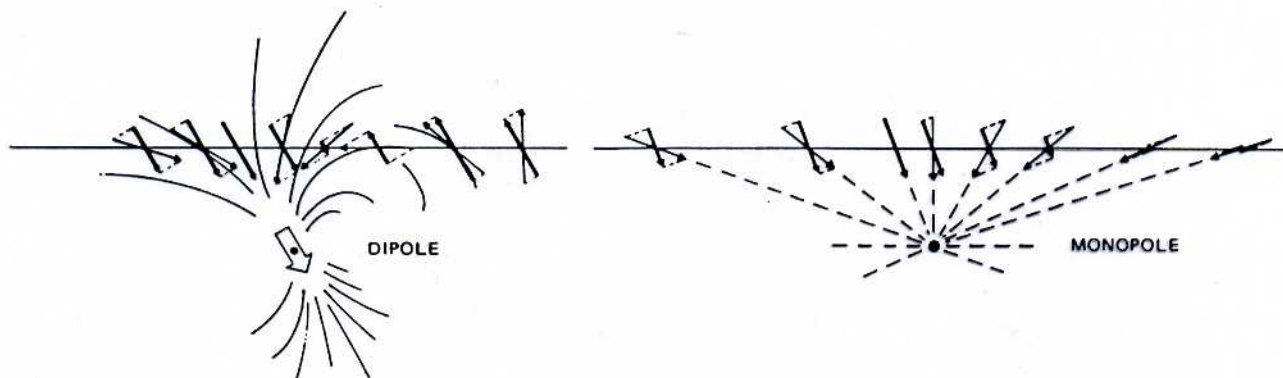


Figure 21. Total Field Components of Tangent to Field Lines of Dipole and Monopole

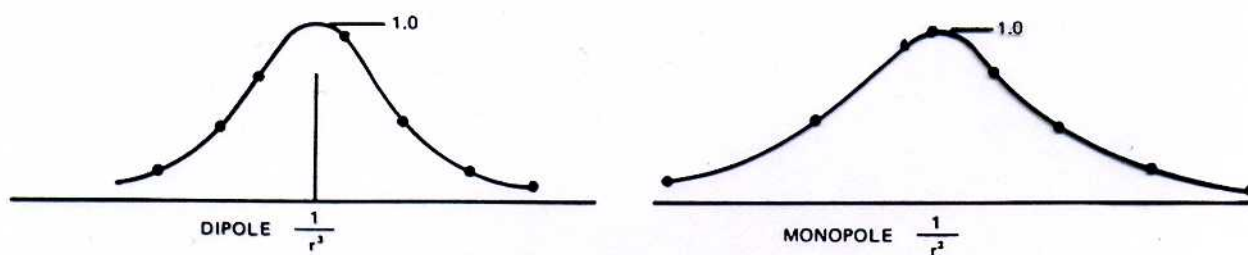


Figure 22. Fall-off Rate
(Relative intensity or length of vectors in Figure 21)

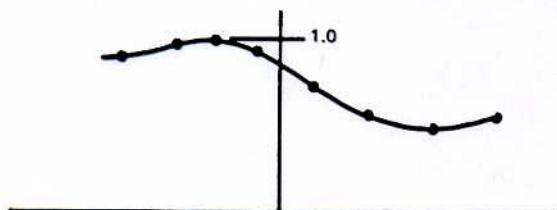


Figure 23. Aspect Factor
(Relative Intensity of Dipole of Figure 21 with Respect to Angle from Axis at Various Points Along Profile)

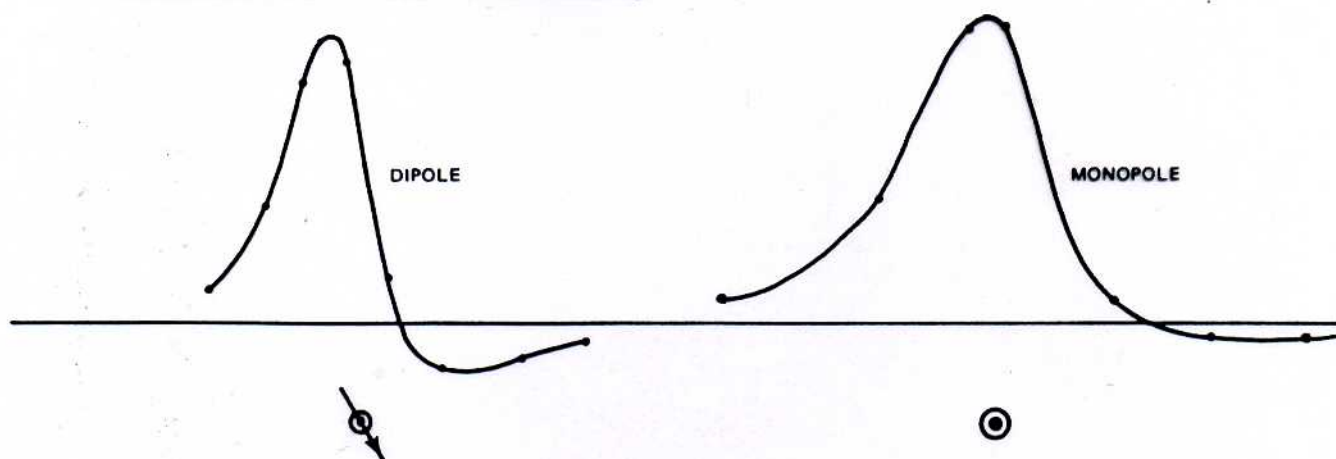


Figure 24. Dipole and Monopole Signatures (Constructed from Figures 20-23 according to methods described in text.)

ANOMALIA DOVUTA AD UNA SFERA MAGNETIZZATA A DIVERSE LATITUDINI

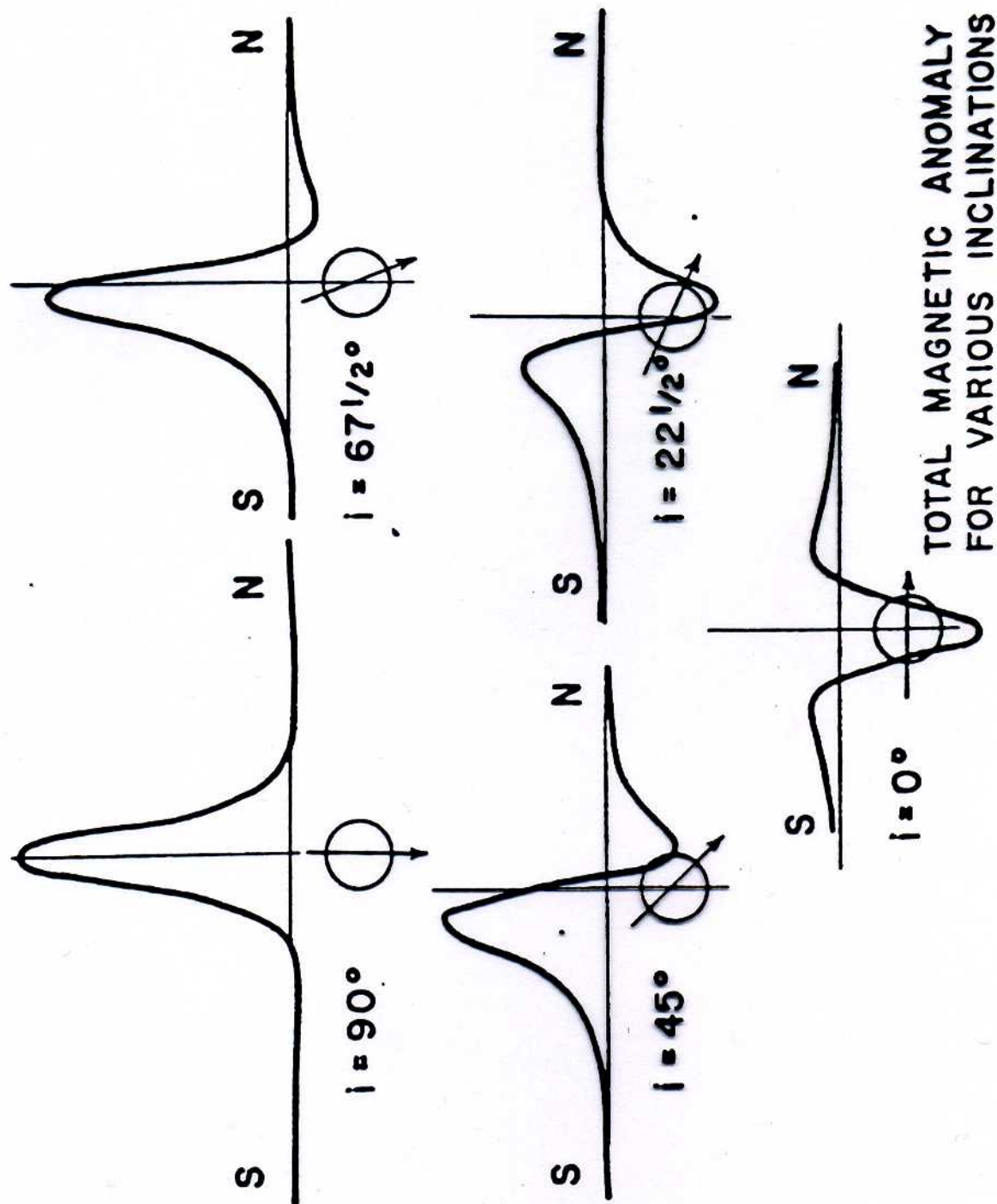


Fig. 55. Variation in form of anomaly in total magnetic intensity of a sphere with change in magnetic latitude. (Nettleton, 1962, p. 1818). Courtesy AAPG.

ANOMALIE MAGNETICHE PER CORPI GEOLOGICI DIVERSI

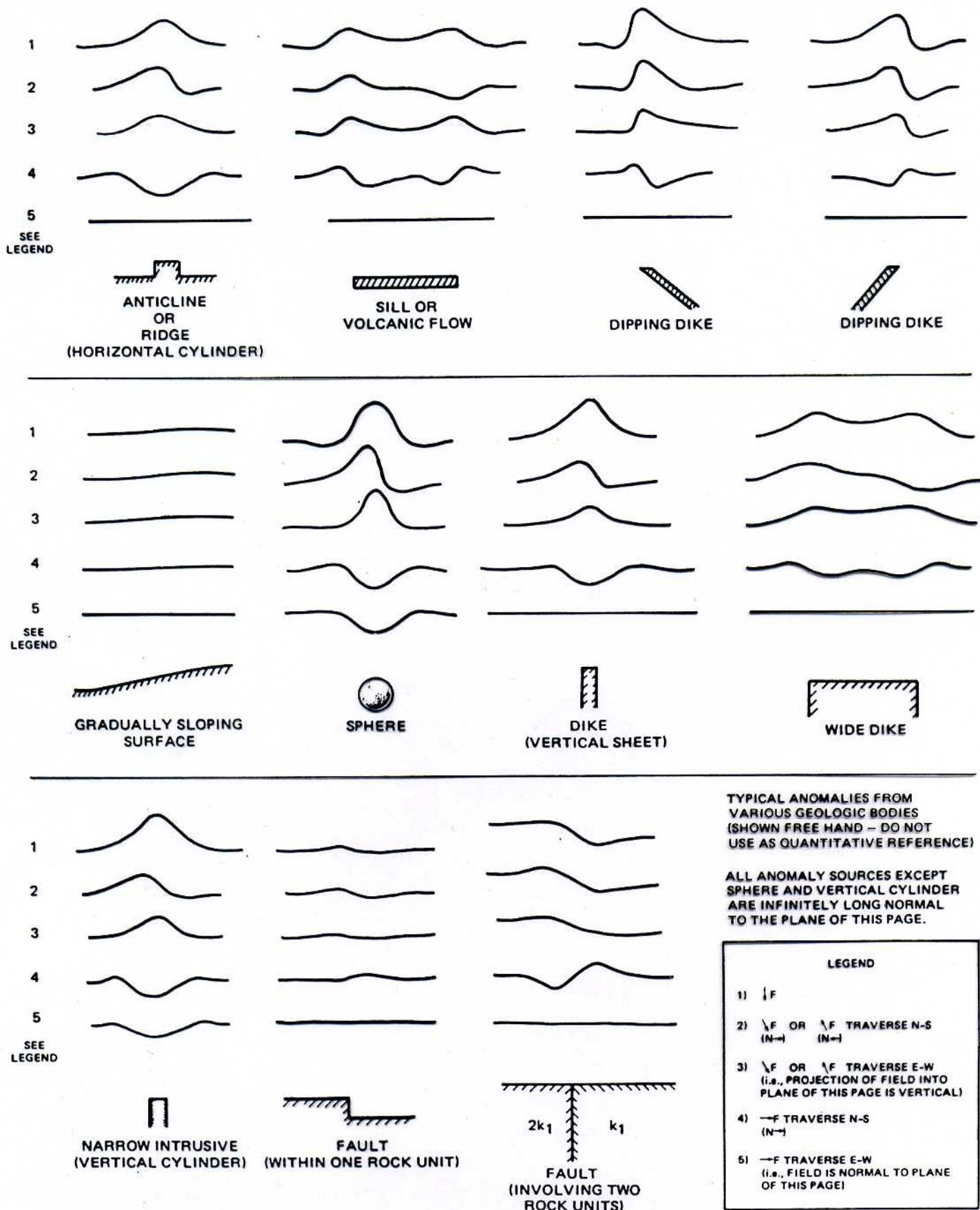
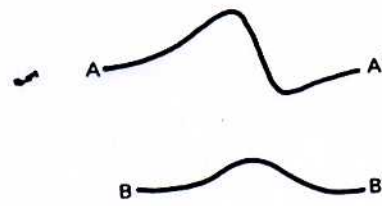
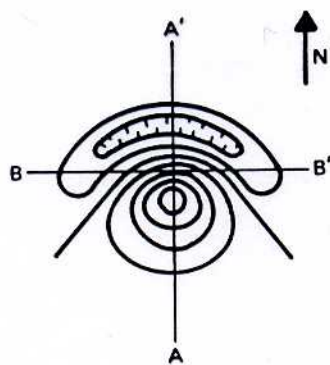
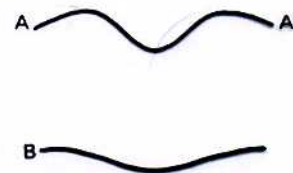
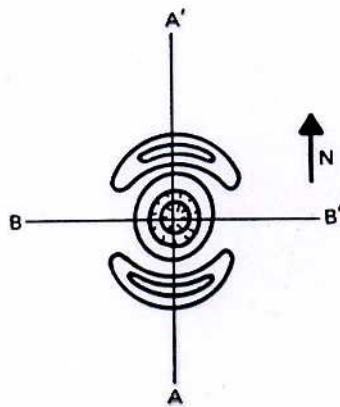


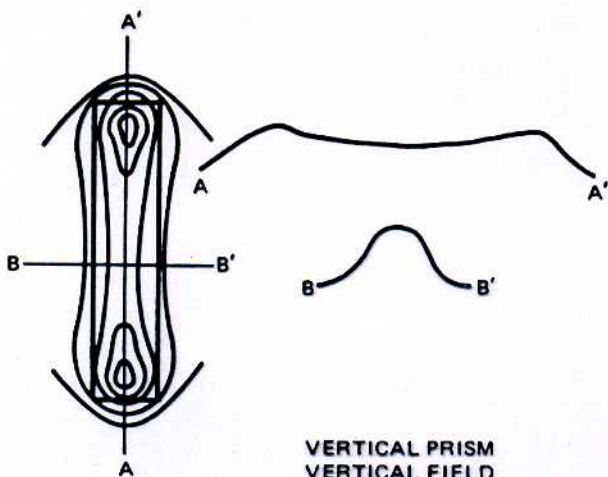
Figure 26. Anomalies for Geologic Bodies at Various Orientations and Different Inclinations of the Field



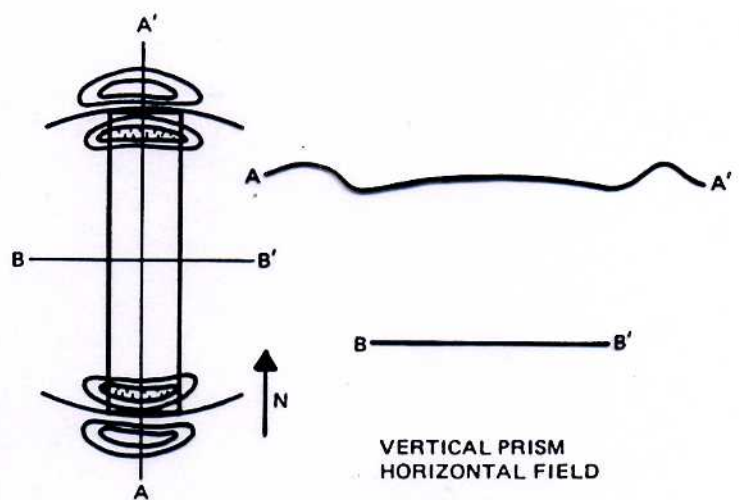
DIPOLE, INCLINATION OF F, 60°
(FOR INCLINATION -60° , I.E., SOUTHERN HEMISPHERE, N IS \downarrow)



DIPOLE, HORIZONTAL FIELD



VERTICAL PRISM
VERTICAL FIELD



VERTICAL PRISM
HORIZONTAL FIELD

Figure 27. Contour Maps of Total Intensity

Anomalia dovuta ad un monopolio

Il monopolio ha solo la componente radiale

$$m \equiv P$$

$$B_r = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m}{r^2}$$

per cui

$$B_z = B_r \cos \theta$$

$$= \frac{\mu_0 m}{4\pi} \frac{\cos \theta}{r^2}$$

$$= \frac{\mu_0 m}{4\pi} \frac{z}{(x^2 + z^2)^{3/2}}$$

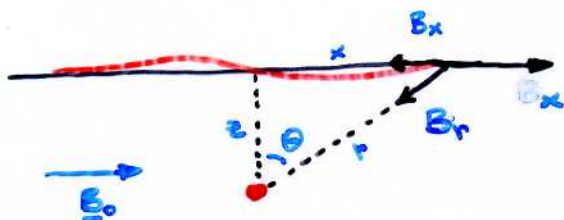
Cd avremo

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m}{z^2} \quad x=0$$

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{0.35 m}{z^2} \quad x = \pm z$$

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{0.09 m}{z^2} \quad x = \pm 2z$$

Analogamente, per un campo orizzontale, avremo:



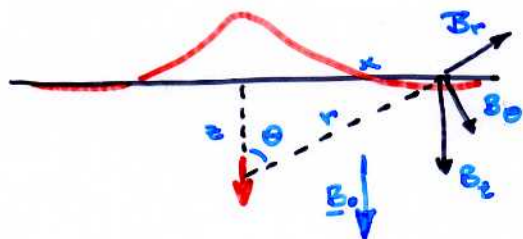
$$B_x = - \frac{\mu_0 m}{4\pi} \frac{x}{(x^2 + z^2)^{3/2}}$$

$$B_x = 0 \quad x=0$$

$$B_x = \pm \frac{\mu_0 m}{4\pi} \frac{0.35}{z^2} \quad x = \pm z$$

$$B_x = \pm \frac{\mu_0 m}{4\pi} \frac{0.18}{z^2} \quad x = \pm 2z$$

Anomalia dovuta ad un dipolo



le componenti radiale e tangenziali di un dipolo sono

$$B_r = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2m}{r^3} \cos\theta$$

$$B_\theta = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m}{r^3} \sin\theta$$

In aree in cui il CNT è verticale o piani verticali (I da 70° a 90°) il dipolo indotto sarà anche verticale ed il magnetometro misurerà la componente B_z

$$B_z = -B_r \cos\theta + B_\theta \sin\theta$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi r^3} [2m \cos^2\theta - m \sin^2\theta]$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m}{r^5} (2z^2 - x^2)$$

$$= \frac{\mu_0 m}{4\pi} \frac{2z^2 - x^2}{(x^2 + z^2)^{5/2}}$$

l'anomalia avrà valore

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2m}{z^3}$$

$$x=0$$

$$B_z = 0$$

$$x = \pm\sqrt{2}z$$

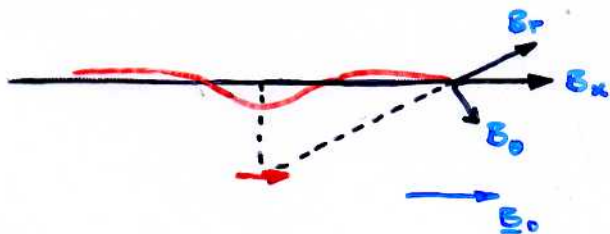
$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{0.75m}{z^3}$$

$$x = \pm z$$

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{-0.04m}{z^3}$$

$$x = \pm 2z$$

Analogamente avviene in un campo orizzontale



$$B_x = \frac{\mu_0 m}{4\pi} \frac{2x^2 - z^2}{(x^2 + z^2)^{5/2}}$$

Sfera

Un dipolo può essere sempre assunto per una sorgente le cui dimensioni sono piccole rispetto alla distanza di misura (meno di $1/5$ o $1/10$).

campo
al polo \rightarrow

$$B = \frac{2\mu_0 m}{4\pi r^3} = \frac{2\mu_0 MV}{4\pi r^3} = \frac{2k B_0 V}{4\pi r^3}$$

Per una sfera di raggio a avremo

$$m = \frac{4\pi a^3}{3} M$$

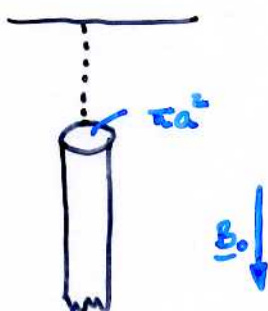
$$B = \frac{1}{4\pi} \frac{2k B_0 \left(\frac{4\pi}{3} a^3\right)}{r^3}$$

lungo l'asse del dipolo

$$B = \frac{2k B_0 a^3}{3r^3}$$

Notiamo che la formula non dipende dalle unità di lunghezza, per cui l'anomalia dovuta ad una sfera di 1 km di raggio a 2 km di distanza è uguale a quella di una sfera di 1 m di raggio a 2 m di distanza. Piccoli oggetti locali possono dar luogo ad anomalie confrontabili con quelle di corpi geologici che vogliamo scoprire!

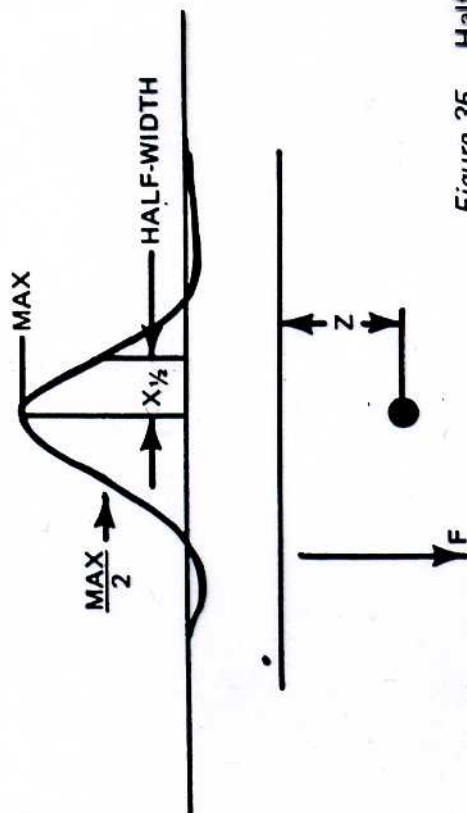
Cilindro lungo verticale



Per un monopolo, la cui dipendenza da r è di $\frac{1}{r^2}$, avremo che

$$m = (\pi a^2) \cdot M$$

$$B = \frac{k B_0 a^2}{4r^2}$$



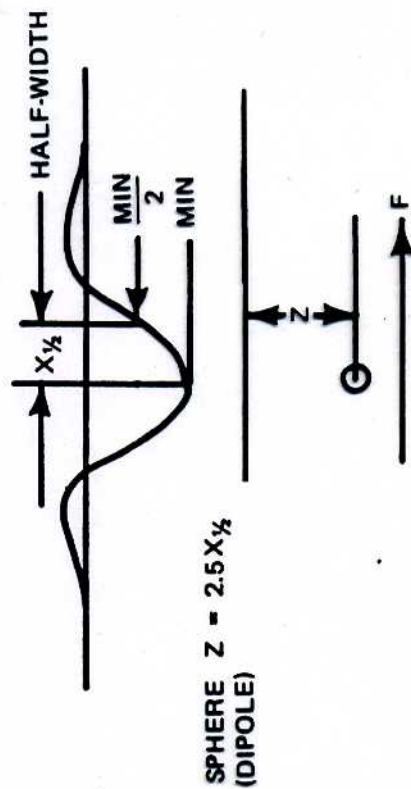
SPHERE (DIPOLE) $Z = 2X_{1/2}$

VERTICAL CYLINDER (MONOPOLE) $Z = 1.3X_{1/2}$

EDGE OF NARROW DIKE (LINE OF MONOPOLES) $Z = X_{1/2}$

HORIZONTAL CYLINDER (LINE OF DIPOLES) $Z = 2X_{1/2}$

Figure 35. Half-width Rules – Vertical Field



SPHERE $Z = 2.5X_{1/2}$ (DIPOLE)

E-W CYLINDER $Z = 2X_{1/2}$ (LINE OF DIPOLES)

N-S CYLINDER $Z = 1.3X_{1/2}$ (MONOPOLE)

EDGE OF SHEET $Z = X_{1/2}$ (LINE OF MONOPOLES)

Figure 36. Half-width Rules – Horizontal Field (Equatorial)

Anomalie di una placca semiinfinita: $B = 2\pi k B_0$

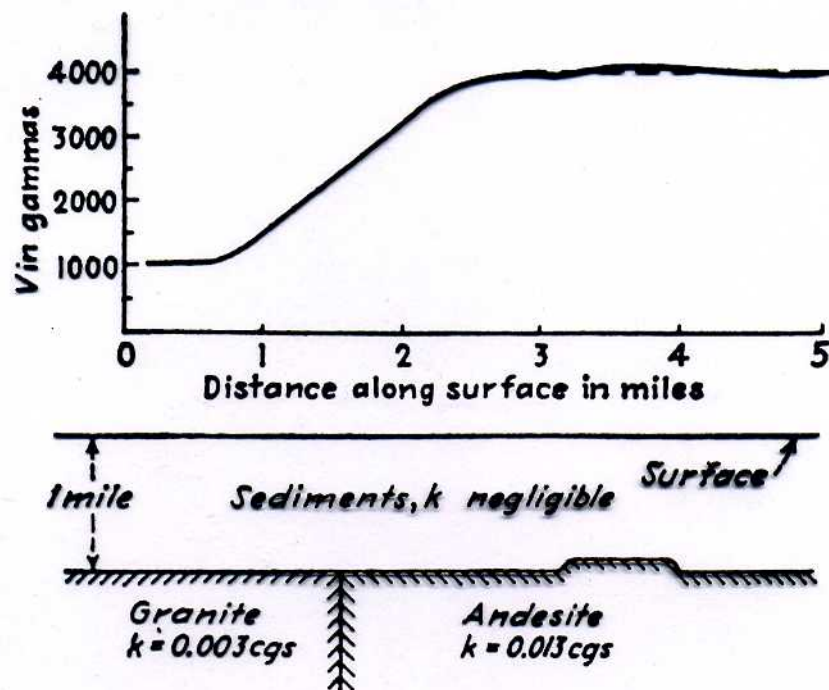


Fig. 15-3. Comparison of magnetic effect of lateral susceptibility change in basement with effect of structural feature on basement surface.

$$S = 1.6 h$$

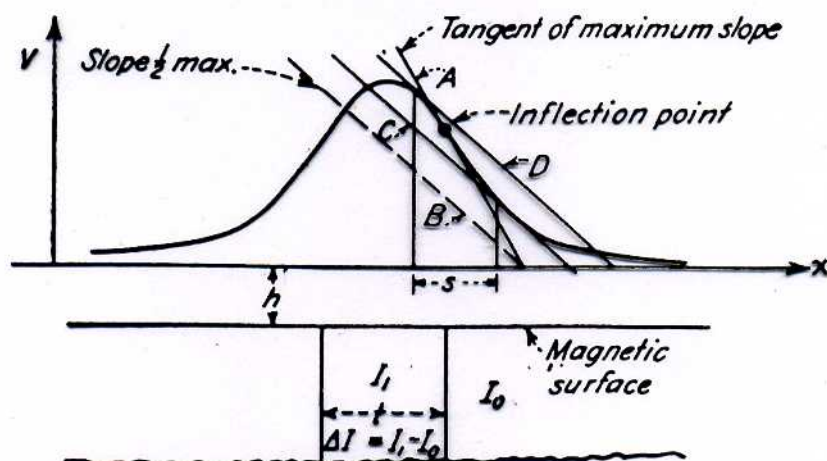


Fig. 15-4. "Slope" method of L. J. Peters for calculating depth to magnetic surface from anomaly curve for vertical slab having anomalous magnetization.

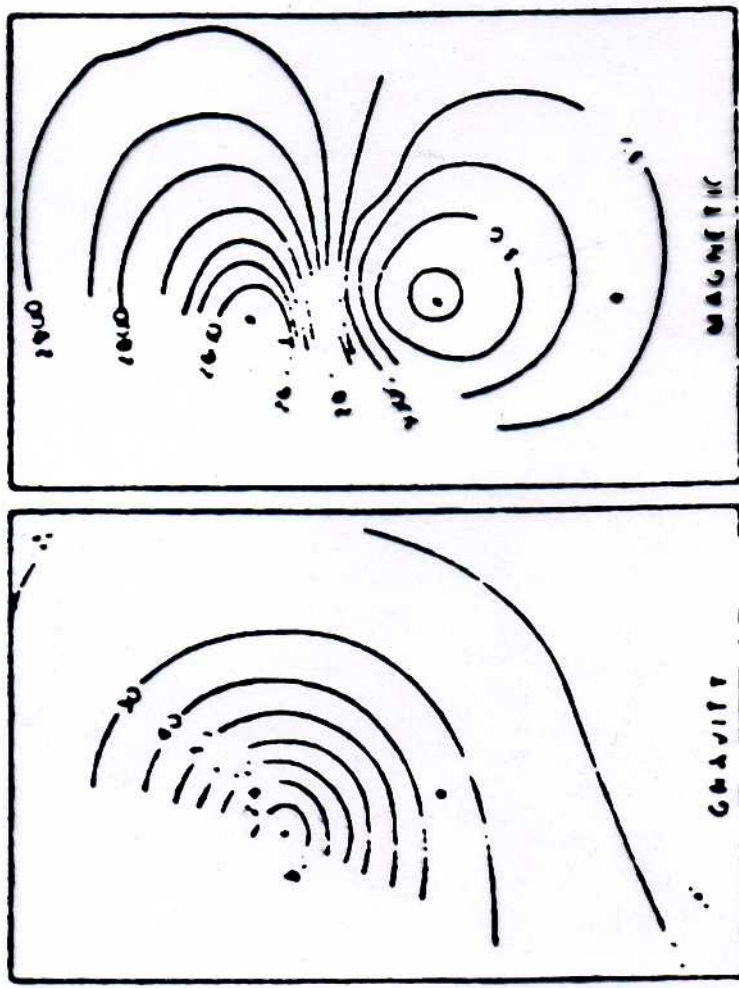


Fig. 56. Comparison of gravity and magnetic maps in same area. (Nettleton, 1962, p. 1818).
Courtesy AAPG.

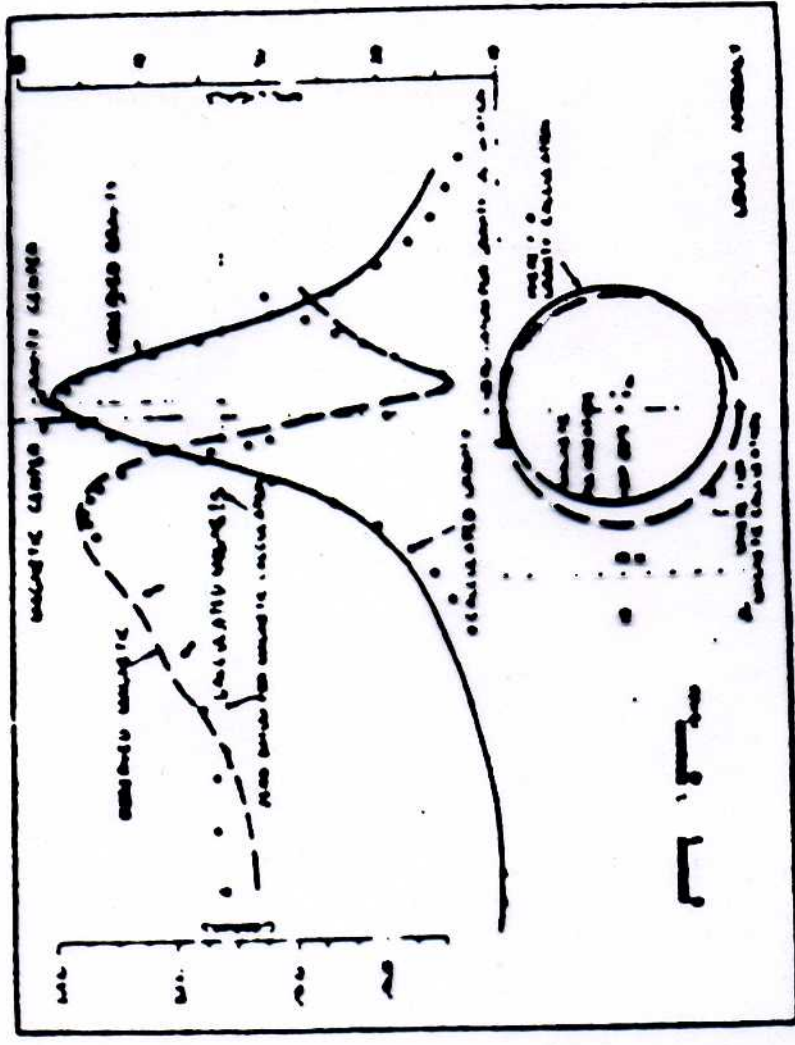


Fig. 57. North-south gravity and magnetic profiles from Figure 56 with calculated values and cross section of possible anomalous heavy magnetized body (Nettleton, 1962, p. 1819).
Courtesy AAPG.

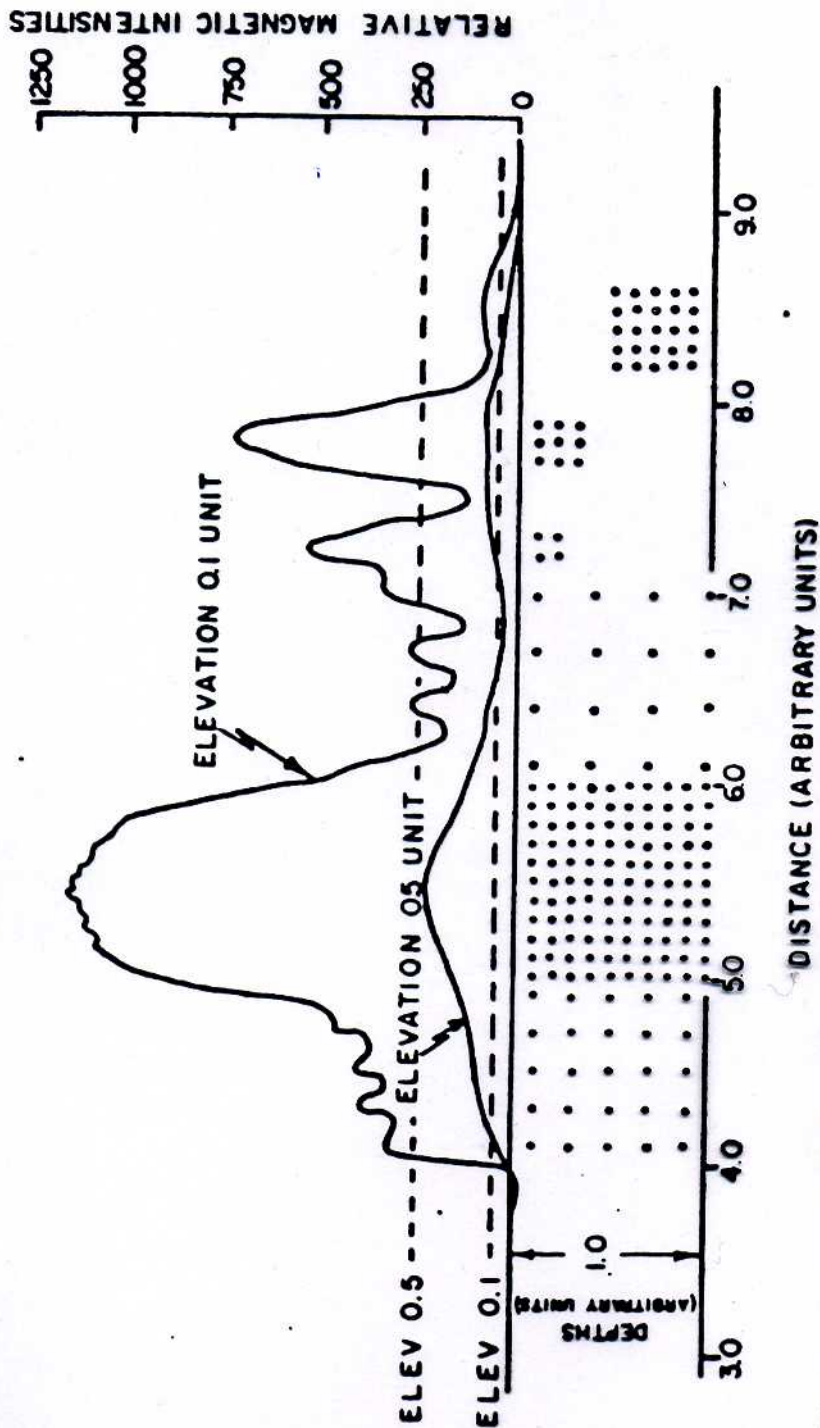


Fig. 61. Calculated magnetic effects of point sources. Each dot represents a unit dipole magnetized vertically ($I = 90^\circ$). The two curves are for simulated north-south "flight lines" at elevation of 0.1 and 0.5 distance units. Note that the various groups of poles act as blocks of magnetized material. At the very low flight level the effects of individual sources are detectable; at the higher level their effects are much smaller and merge into a very smooth curve.

INTERPRETAZIONE ANOMALIA MAGNETICA COMPLESSA

194

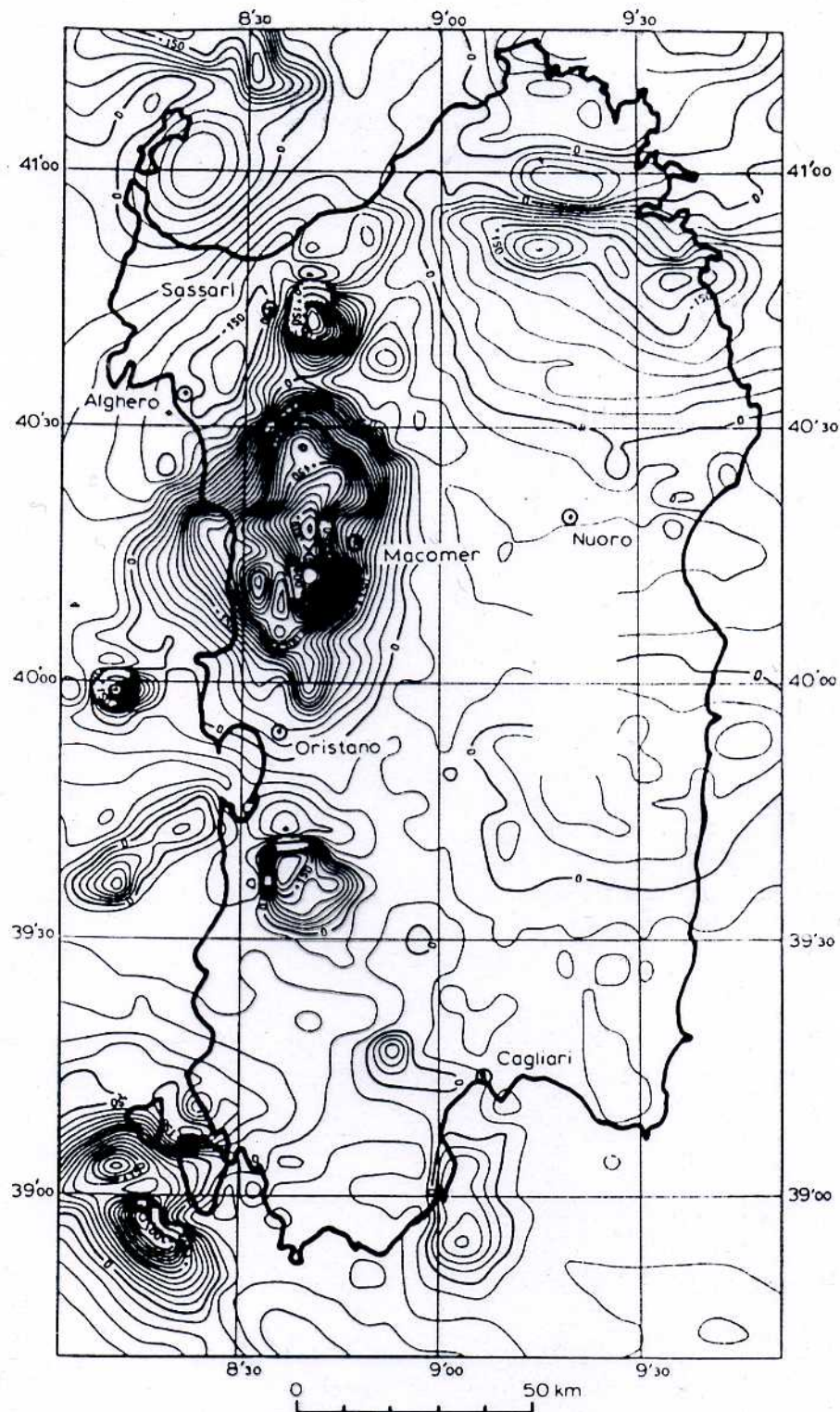


Fig. 1. Aeromagnetic map of Sardinia. The data are provided by A.G.I.P. SpA and E.M.Sa. The flight elevation is 1300 m. The contour interval is 25 nT.

structure, which are mainly volcanic and strongly magnetized. Clearly the total thickness must be from a single prismatic structure and making sub-

1,

1, 2, 3,

d

ANOMALIA
LISCIATA

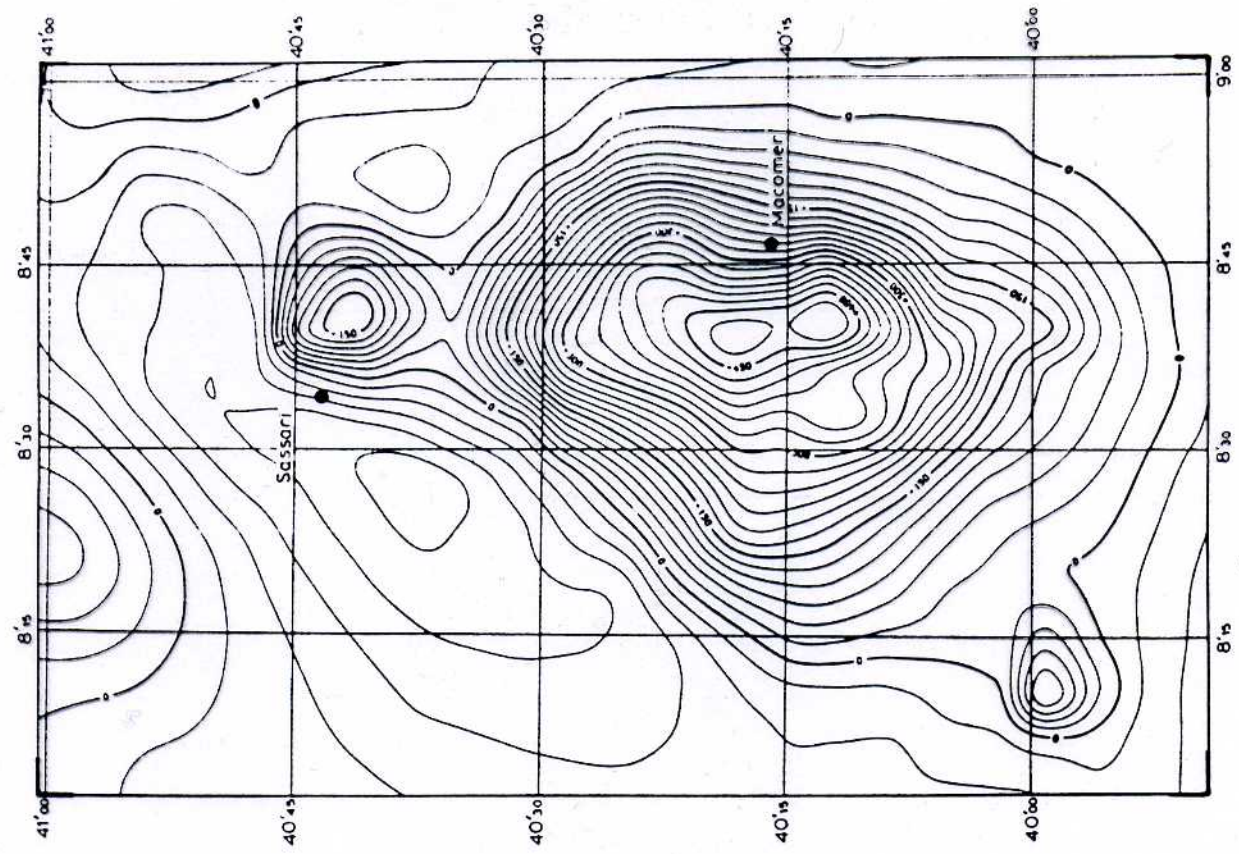


Fig. 3. Magnetic anomaly of Macomer. Upward continuation of part of the original data of Fig. 1 at an altitude of 4000 m. The contour interval is 25 nT.

MODELLO SINTETICO

197

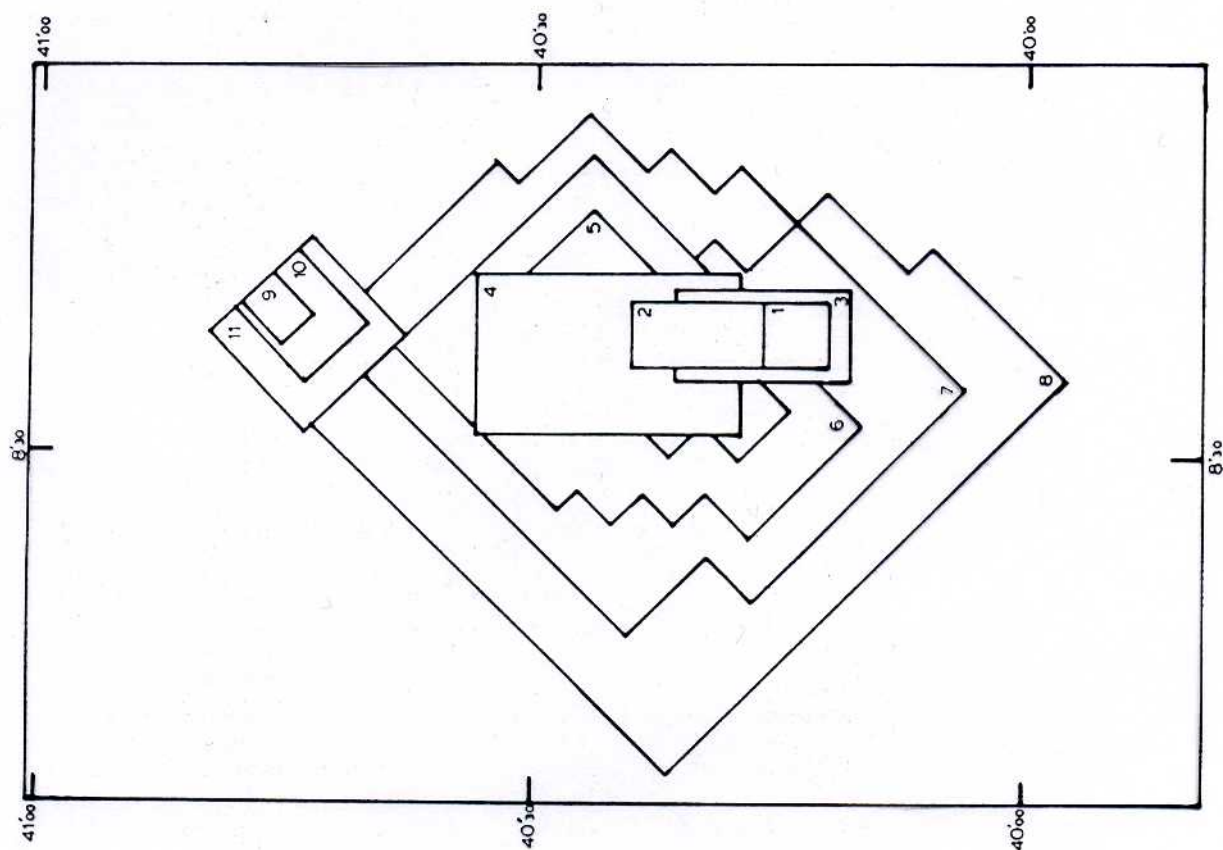


Fig. 4. Synthetic model of the magnetic structure corresponding to Macomer anomaly. The magnetization and depth of each layer are given in Table 1.

ANOMALIA RISULTANTE DAL MODELLO

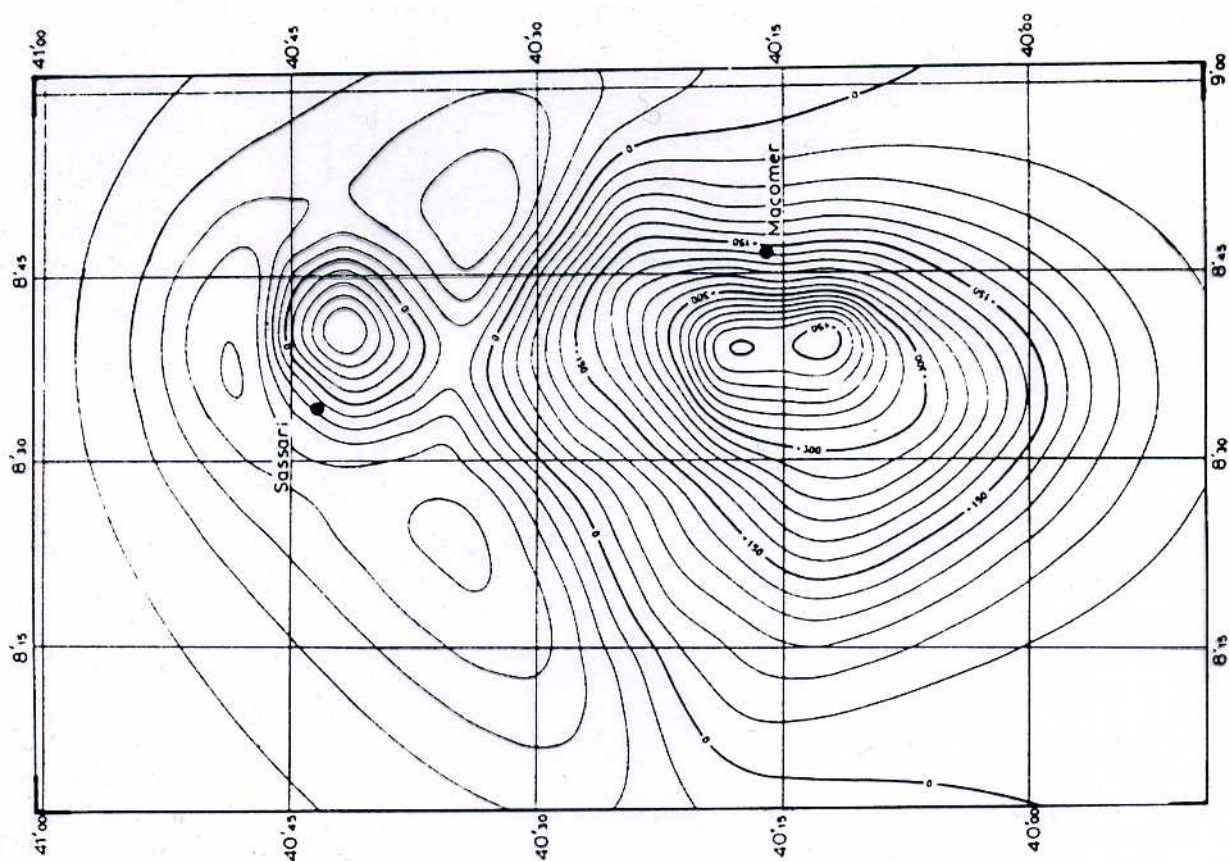


Fig. 5. Synthetic magnetic map computed at 4000 m from model of Fig. 4 assuming that the direction of magnetization is purely induced. The direction corresponds to I.G.R.F. ($D = 2^\circ W$ and $I = +54^\circ$). The contour interval is 25 nT.