

## 2次元茂木モデルを用いた非均質磁化構造の効果について のケーススタディ

大久保 綾子・大志万 直人  
(京都大学防災研究所)

Case studies on the piezomagnetic effect of non-uniform magnetic structure  
using a two-dimensional Mogi Model

Ayako Okubo and Naoto Oshiman

(Research Center for Earthquake Prediction, Disaster Prevention  
Research Institute, Kyoto University)

### 1. はじめに

地殻活動に伴う地磁気変化発生の原因のひとつとして、ピエゾ磁気効果を挙げることができる。地殻活動電磁気学分野において、ピエゾ磁気効果をもとにしたモデリングについての研究では、Stacey (1964) による単純化した断層モデル以後、各種のケースについてのモデルが提案されてきている。例えば、Davis(1976)と Sasai(1979), Shamsi and Stacy(1969)と Sasai(1991)における2次元断層モデルなどである。さらに、さまざまな非均質な磁化構造に対しても、ピエゾ磁気効果の数値実験が行われている。例えば、Oshiman (1990) では、火山におけるピエゾ磁気効果を想定し、Yukutake and Tachinaka (1967) によって、提案されたYukutake Model (2次元Mogi Modelに対応する)を用いた、非均質な磁化構造に対するモデル計算を行っている。また、Zlotnicki and Cornet (1986)は2次元の正断層運動モデル、Oshiman (1991)は2次元の横ずれ断層運動モデル、宇津木・西田 (1998) は、3次元の垂直な縦ずれ断層運動モデルに基づいた非均質磁化構造における地震地磁気効果を見積もっている。いずれの場合の結果からも非均質な磁化構造モデルの場合において、一様均質な磁化構造モデルに比べ、地磁気変化が大きくなると指摘されている。

そこで本稿では、火山におけるピエゾ磁気効果を想定し、Oshiman (1990) で対象とした非均質モデルとは別に、新しく3つの非均質磁化構造モデルを設定し、その場合の地磁気変化を報告するとともに、これらの結果に対する考察を行う。

### 2. モデルとパラメータ

第1図の最上段にYukutake and Tachinaka (1967) と同じモデル、つまり均質モデル(model 0と呼ぶ)の概念図を示す。これは、地表面から深さ $f$ に $y$ 軸方向に無限に伸びる半径 $a$ の円柱状圧力源をおき、円柱内部には静水圧 $P_0$ が加わっている状態を考えたものである。また、 $H_0$ はキュリー点深度とする。モデルの主なパラメータはYukutake and Tachinaka (1967) のモデルと同じものを用い、 $J_0 = 3 \times 10^{-3} \text{emu/cc}$ ,  $\beta = 1 \times 10^{-10} \text{cm}^2/\text{dyne}$  (stress sensitivity),  $P_0 = 10^8 \text{dynes/cm}^2$ ,  $\lambda = \mu = 10^{12} \text{cgs}$ ,  $a = 5 \text{km}$ ,  $f = 14.5 \text{km}$ ,  $H_0 = 20.0 \text{km}$ とした。数値積分に用いた格子点間隔は $x, z$ 方向ともに10mである。そして積分領域は、 $x = \pm 40 \text{km}$ で $z$ 方向には深さ $H_0$ までである。また磁気弾性体(岩石)の初期磁化の方向

と、地球磁場の方向は一致しているものとし、磁場の観測点は常に地表から 10m の高さにあるものとする。

また本研究で用いた 3 つの非均質モデル、model 1 ~ 3 も第 1 図に示す。3 つの場合の非均質モデルを考えた。

model 1 では、キュリー一点深度を円柱から出る双曲線と仮定して、(a), (b) のような曲線で磁化領域の下面が表現される場合の磁場変化を求めた。双曲線以外の地点でキュリー一点深度は、 $H_0 = 20.0\text{km}$  に一致する。円柱の深さは、 $f = 14.5\text{km}$  である。

model 2 では、中心部に幅  $W$  の初期磁化が 0 の領域を設け、 $W$  を変えて磁場変化を求めた。ここでは、 $f = 10.0\text{km}$ ,  $H_0 = 30.0\text{km}$  とする。これは、火山においてマグマ溜まりから伸びる火道が存在しているとして、その火道が磁化を失っている状態を想定している。また、 $W$  の幅を固定し、 $W$  の内部だけで、キュリー一点深度を変えたとき、 $x = 0\text{m}$ ,  $z = -10\text{m}$  という観測点での磁場の値の変化も求めた。

model 3 では、幅  $W$ 、深さ  $D$  の磁化されていない領域を設け、 $W$  の幅を固定し、 $W$  の内部だけで  $D$  を変えたとき、 $x = 0\text{m}$ ,  $z = -10\text{m}$  という観測点での磁場の値の変化を求めた。ここでは、 $f = 10.0\text{km}$ ,  $H_0 = 30.0\text{km}$  とする。

model 1 ~ 3 でも model 0 の場合と同じように、 $J_0 = 3 \times 10^{-3}\text{emu/cc}$ ,  $\beta = 1 \times 10^{-10}\text{cm}^2/\text{dyne}$  (stress sensitivity),  $P_0 = 10^8\text{dynes/cm}^2$ ,  $\lambda = \mu = 10^{12}\text{cgs}$ ,  $a = 5\text{km}$  を用いている。また、 $I$  は伏角を示す。

### 3. 計算結果

#### 3-1 model 1 のケース

model 0 の時とほぼ同じ、第 2 図に示す分布となった。このことから、 $f = 14.5\text{km}$  の場合、圧力源より下部の領域が与える地表への磁場変化の影響はほとんど無視できる事を示唆している。

#### 3-2 model 2 のケース

第 3, 4 図は、 $I = 0^\circ, 90^\circ$  時に、中心部に幅  $W$  の初期磁化が 0 の領域を設け、 $W = 0, 3, 10, 30\text{km}$  の各々の場合に対する磁場変化の結果を示したものである。

第 3, 4 図からパラメータ  $W$  を変えたことで、パラメータの値が小さい  $W = 3\text{km}$  の時が一番大きな磁場変化を現している。これは、 $W = 3\text{km}$  の磁化を持たない領域の存在が地表への磁場変化に強く寄与していることを示唆している。Sasai (1991) で示されているように、一般に磁気弾性体内での磁場変化は地表でのものと比べて大きい、磁気弾性体内の磁場変化は地表に漏れ出さないことになる。しかし、例えば、Johnston (personal communication) の主張するように、磁気弾性体中に孔などが存在する場合、磁場変化が地表に漏れ出すことが考えられる。つまり、 $W$  が小さい場合の大きな変化は、磁性体内から

磁力線が漏れ出す効果であると考えられる。さらに、 $W$  が大きくなると、磁化を持たない領域が大きくなり、変化のピークが小さくなり、2つの磁化の大きさが異なる領域の境界に、均質の場合より大きな変化が現れる。ピエゾ磁気効果による地磁気変化は、地殻の岩石の初期磁化に依存しているため、一様均質な磁化構造では初期磁化が連続に分布するのに対し、非均質な磁化構造の場合は不連続となり、その不連続な磁化境界面近傍で大きな地磁気変化を与える。この結果は、過去の研究結果と調和的だといえる。

また第5図は、 $W$  の幅を固定し、 $W$  の内部だけで、キュリー点深度を変えたとき、 $x = 0\text{m}$ 、 $z = -10\text{m}$  という観測点での磁場の変化を表したものである。ただし、 $W$  の幅以外でのキュリー点深度は  $30.0\text{km}$  である。また第5図の model 0 とは、 $f = 10.0\text{km}$  における model 0 において、キュリー点深度を  $0 \sim 30.0\text{km}$  に変えたときの  $x = 0\text{m}$ 、 $z = -10\text{m}$  という観測点（圧力源の真上の点）の磁場の変化を表したものである。ここで、 $I = 0^\circ$  の時の観測点  $x = 0\text{m}$ 、 $z = -10\text{m}$  における磁場変化は  $\Delta X$  のみだけなので、その変化を  $\Delta X_H$  とし、逆に  $I = 90^\circ$  の時には、 $\Delta Z$  のみだけなので、 $\Delta Z_V$  としている。

第5図から、パラメータ  $W$  を変えたことで、圧力源の直上 ( $H_0 = 5\text{km}$ ) までは、相対的に顕著な変化を示し、圧力源を越えたあたり ( $H_0 = \text{約 } 18\text{km}$ ) からほぼ一定となっている。つまり、 $W = 3\text{km}$  かつ、 $Z = 5\text{km}$  区間の領域が最も強く磁場変化に寄与していることを示唆している。

また第5図より、 $W = 30\text{km}$  で均質磁化分布の場合 (model 0) とほぼ同じ結果が得られることから、円筒半径の3倍程度部分の磁化変化が大きく、その領域が磁場変化に作用していることが理解できる。これは、ここでは示さないが、応力、磁化変化分布の結果と調和的である。

### 3-3 model 3 のケース

第6図に、幅  $W$ 、深さ  $D$  の磁化されていない領域を設け、 $W$  の幅を固定し、 $W$  の内部だけで  $D$  を変えたとき、観測点  $x = 0\text{m}$ 、 $z = -10\text{m}$  の磁場の変化を示したものである。ここで、 $\Delta X_H$ 、 $\Delta Z_V$  の定義は第5図の時と同じである。ここでのモデル実験は、第5図の逆を行ったことになる。

第6図から、パラメータ  $D$  を変えたことで、圧力源の直上 ( $D = 5\text{km}$ ) までは、相対的に顕著な変化を示し、圧力源を越えたあたり ( $D = \text{約 } 18\text{km}$ ) からほぼ一定となっている。これは、このモデルの場合でも  $W = 3\text{km}$  かつ、 $Z = 5\text{km}$  区間の領域が最も強く磁場変化に寄与していることを示している。

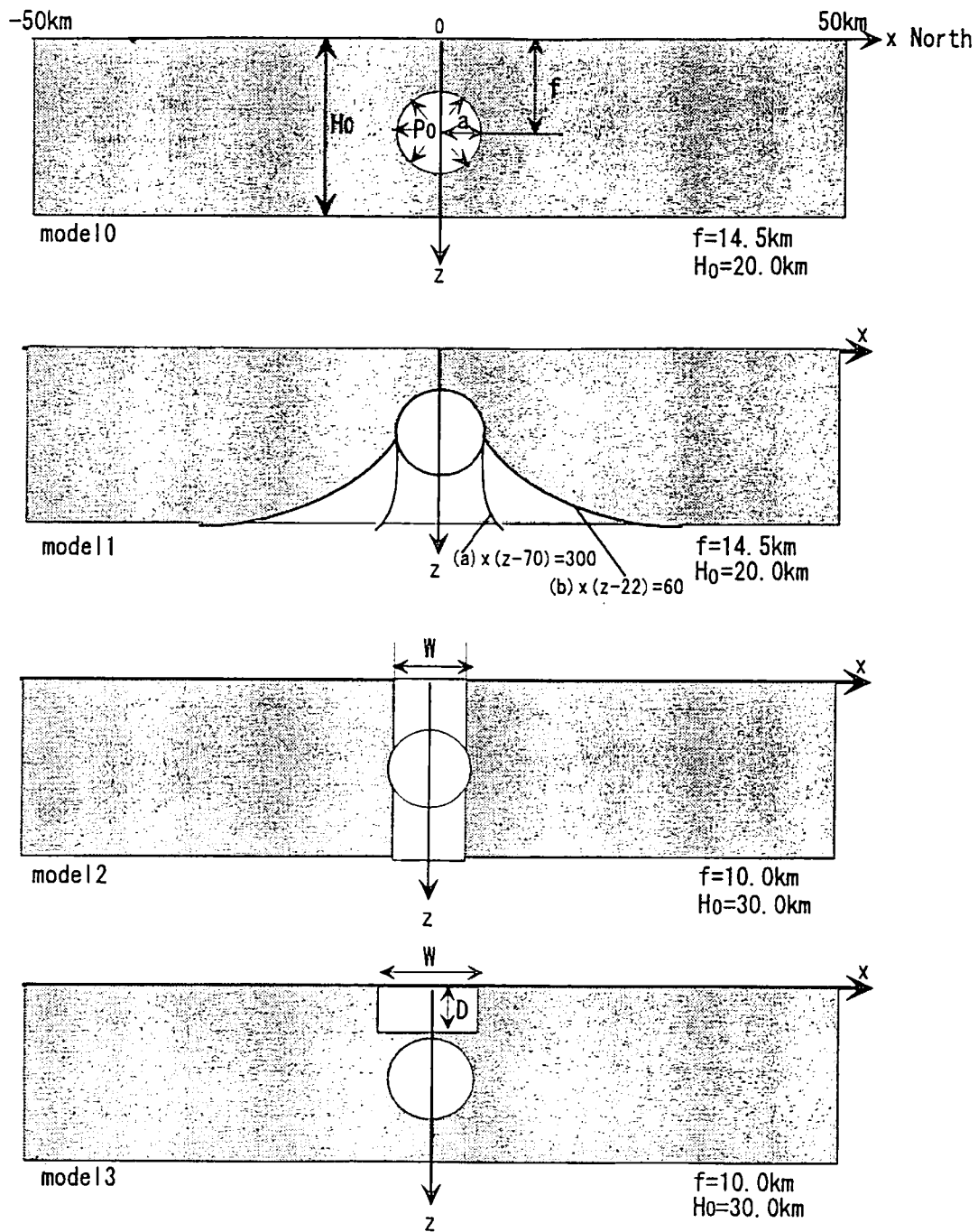
## 4. まとめ

火山におけるピエゾ磁気効果を想定し、第1図の model 1～3 の2次元非均質磁化構造モデルに対する、計算結果と考察を行った。今回の計算により、半径  $5\text{km}$  のソースが深さ  $14.5\text{km}$  にある場合には、圧力源下部領域の磁化領域の形状が、ほとんど地表への磁場変化に影

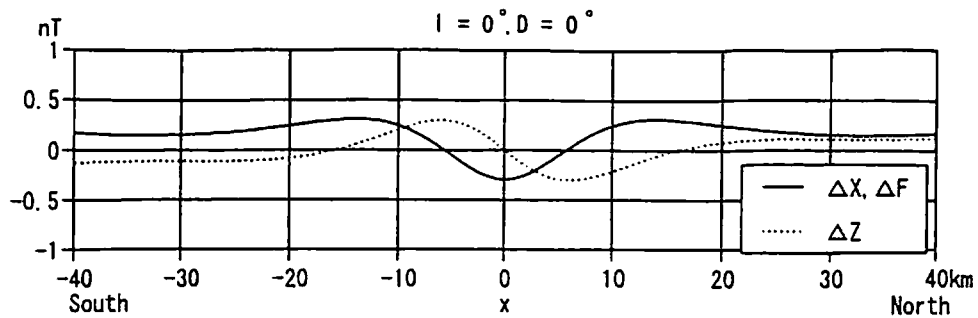
響を及ぼさないことが示された。また、半径 5km の y 軸方向に無限に伸びる円柱状圧力源の場合、 $x = \pm 1.5\text{km}$  ( $W = 3\text{km}$ ) かつ地表から圧力源の直上までの区間領域が、最も地表への磁場変化に寄与していることも示された。そこで、今後はこの領域区間の要素の大きさをより細かくし、今回考慮に入れなかった偏角を含め、さらに地形効果も考慮に入れた三次元の非均質磁化構造における磁場変化を求めていきたい。

### 参考文献

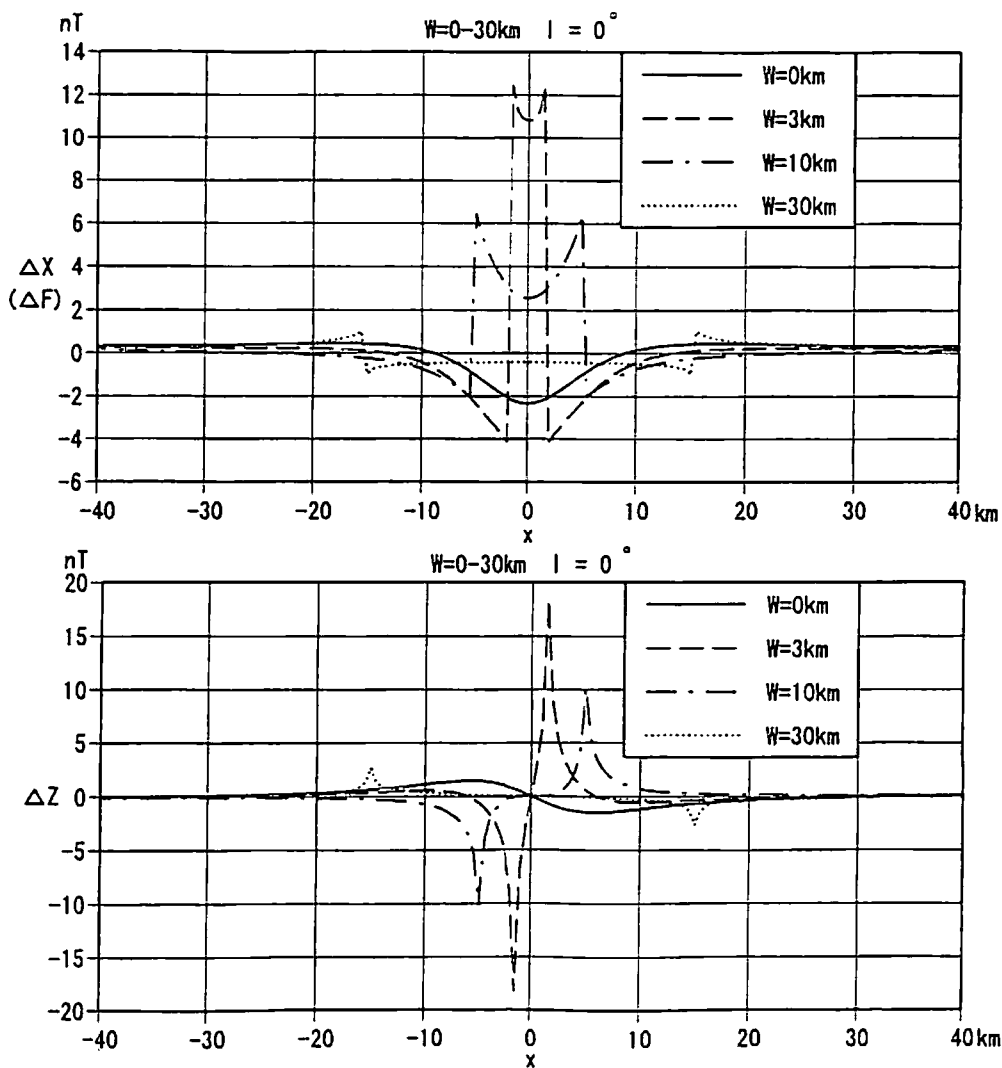
- Davis, P. M., The computed piezomagnetic anomaly field for Kilauea volcano, Hawaii, *J. Geomag. Geoelectr.*, 28, 113-122, 1976
- Oshiman, N., Enhancement of Tectnomagnetic Change Due to Non-Uniform Magnetization in the Earth's Crust—Two Dimensional Case Studies, *J. Geomag. Geoelectr.*, 42, 607-619, 1990
- Oshiman, N., Tuncer, M. K., Honkura, Y., Baris, S., Yazici, O. and Isikara, A. M., A strategy of tectnomagnetic observation for monitoring possible precursors to earthquakes in the western part of the North Anatolian Fault Zone, Turkey, Sasai, Y., The piezomagnetic field associated with the Mogi model, *Bull. Earthq. Res. Inst., Univ Tokyo*, 54, 1-29, 1979
- Sasai, Y., Application of the elasticity theory of dislocations to tectnomagnetic modeling, *Bull. Earthq. Res. Inst., Univ Tokyo*, 55, 387-447, 1980
- Sasai, Y., Tectnomagnetic Modeling on the Basis of the Linear Piezomagnetic Effect, *Bull. Earthq. Res. Inst., Univ Tokyo*, 66, 585-722, 1991
- Shamsi, S and F. D. Stacey, Dislocation models and seismomagnetic calculation for California 1906 and Alaska 1964 earthquake, *Bull. Seismological Society of America*, 59, 1453-1488, 1969
- Yukutake, T. and H. Tachinaka, Geomagnetic variation associated with stress change within a semi-infinite elastic earth caused by a cylindrical force source, *Bull. Earthq. Res. Inst., Univ. Tokyo*, 45, 785-798, 1967
- Zlotnicki, J. and F. H. Cornet, A numerical model of earthquake-induced piezomagnetic anomalies, *J Geophys. Res.*, 91, 709-718, 1986.
- 宇津木充・西田泰典, 地殻の不均質を考慮した地震地磁気効果, *Conductivity Anomaly 研究会論文集*, 17-24, 1998



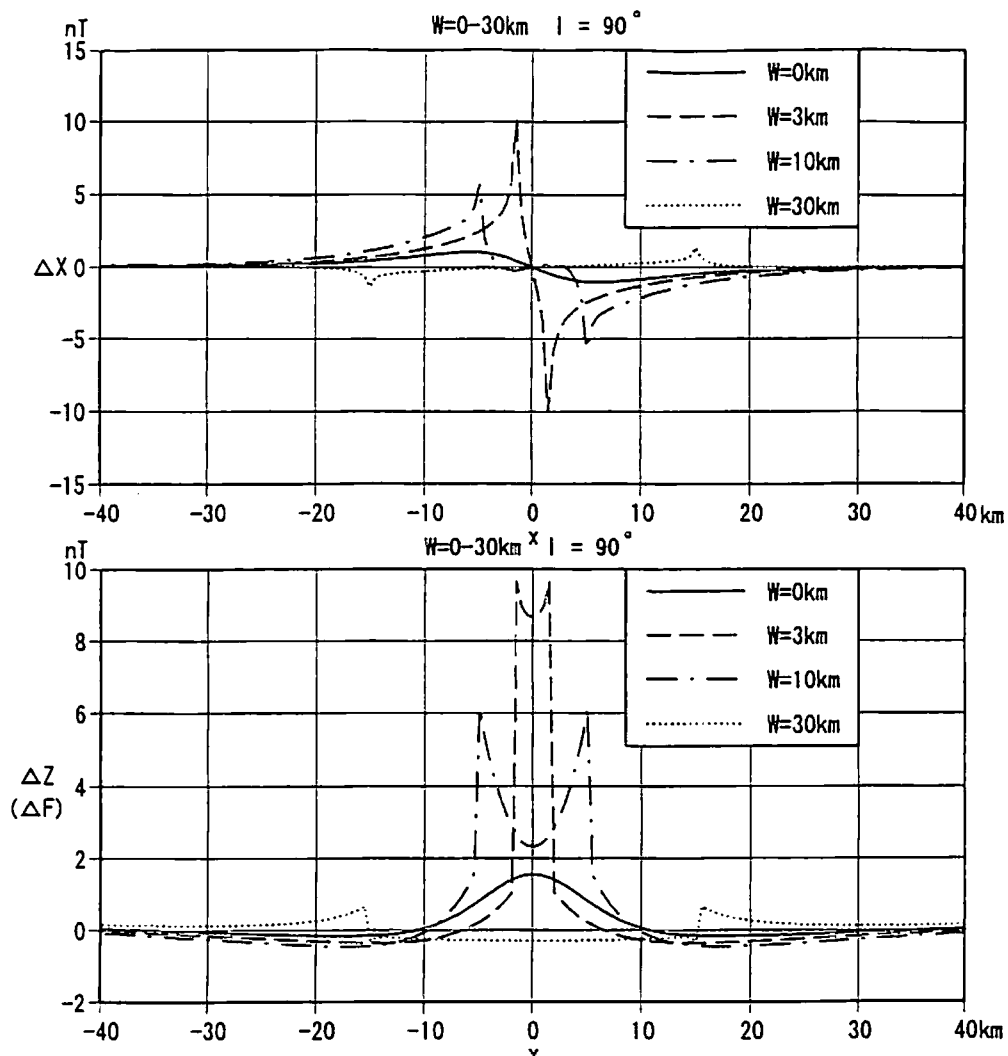
第1図 : Yukutake and Tachinaka (1967)と同じ均質モデル (model 0) 及び、非均質モデル (model 1 ~ model 3) の各モデル概念図。全てのモデルにおいて、 $P_0 = 10^3 \text{ dynes/cm}^2$ ,  $a = 5 \text{ km}$ は共通である。また初期磁化  $\square$  は、 $3 \times 10^{-3} \text{ emu/cc}$ を示し、 $\square$  は、磁化していない領域を示す。



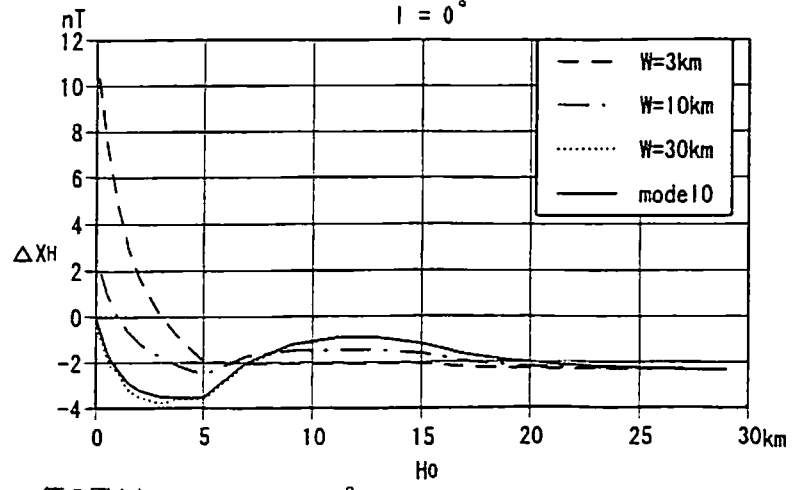
第2図：model 1 の場合の (a), (b) に対する地表での磁場変化を示す。



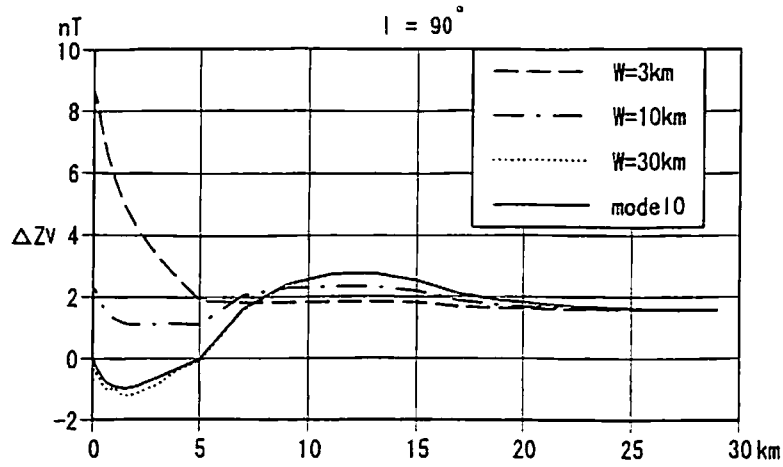
第3図：model 2 の  $I = 0^\circ$  の場合に、 $W$  を変えたときの磁場変化を示す。



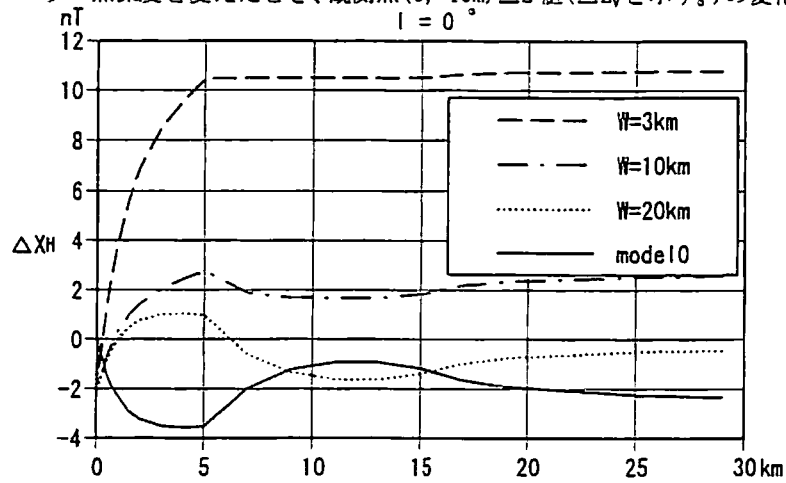
第4図: model 2 の  $I = 90^\circ$  の場合に、 $W$  を変えたときの磁場変化を示す。



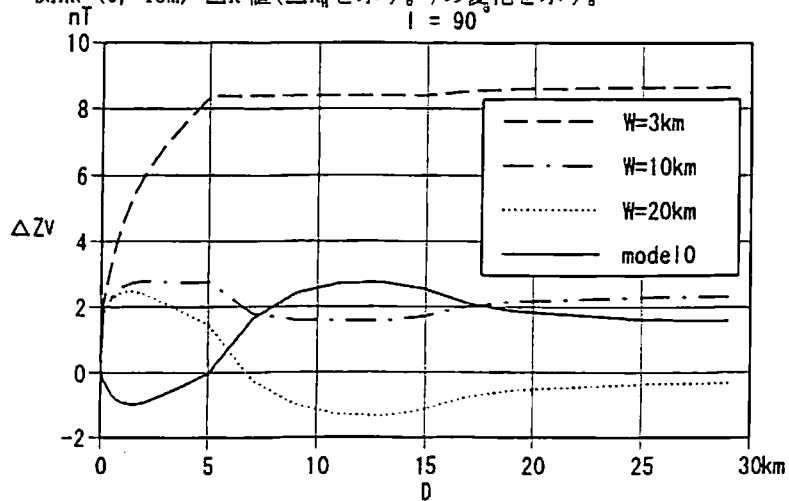
第5図(a): model 2 の  $I = 0^\circ$  の場合に、 $W$  の幅を固定し、 $W$  の内部だけで、キュリー一点深度を変えたとき、観測点(0, -10m)  $\Delta X$  値( $\Delta X_H$  と示す。)の変化を示す。



第5図(b): model 2の  $I = 90^\circ$  の場合に、 $W$  の幅を固定し、 $W$  の内部だけで、キユリ一点深度を変えたとき、観測点(0, -10m)  $\Delta Z$  値( $\Delta Z_v$ と示す。)の変化を示す。



第6図(a): model 3の  $I = 0^\circ$  の場合に、 $W$  の内部だけで  $D$  を変えたとき、観測点(0, -10m)  $\Delta X$  値( $\Delta X_h$ と示す。)の変化を示す。



第6図(b): model 3の  $I = 90^\circ$  の場合に、 $W$  の内部だけで  $D$  を変えたとき、観測点(0, -10m)  $\Delta Z$  値( $\Delta Z_v$ と示す。)の変化を示す。