

中波帯の近接磁場を用いた瓦礫埋没者の探索

東京大学 奈良 高明

1 はじめに

震災時に瓦礫中に埋まった人を迅速に発見する手法の開発が望まれている。そこでは生存者は勿論のこと、遺体の発見もまた重要である。この課題に対し、従来、狭帯域レーダーを用い生存者の呼吸の動きを検出する方法[1]，超広帯域レーダーを用いた方法[2, 3]，呼気に含まれる二酸化炭素を検出する方法[4]などが提案されている。しかしながら、マイクロ波帯の高周波電波の特性として、金属に囲まれた状況での特定は困難であり、また金属反射および水分による吸収が位置推定精度に大きく影響を与えるといった問題点があった。本研究では、これらの影響が小さい中波帯の近接磁場（=要救助者-探索者間距離に比べ波長が十分長い磁場）を用いた探索手法を開発することを目的とする。

近接磁場源を用いた同種の応用として、雪崩遭難者発見用のビーコンがある。これは中波帯(457kHz)の搬送周波数の発振器を登山パーティ全員が持ち、雪崩発生時、遭難者以外が受信モードに切り替えて20m程度の範囲で探索するものである。ビーコンが雪に埋もれても、中波帯磁場はマイクロ波に比べ雪の中での減衰が小さいという特性が活かされている。この方法を瓦礫中要救助者検出に適用しようとした場合、要救助者が予め近接磁場の発振器を持っていることを前提としている点で、レーダーを用いる方法に大きく劣る。しかしながら、中波帯の物理的特性を活かして、金属に囲まれた状況や水のある環境中、数十m内で100mm程度の誤差で位置推定が確実にできるならば、スマートフォンなどに組み込む形で、普段から近接磁場の発振器やRFIDタグを持ち歩き、地震時のみ磁場源とすることは将来的には決して非現実的ではないであろう。瓦礫中要救助者探索の課題は、特定の条件下では威力を発揮する複数モダリティを相補的に使い、あらゆる条件で使えるロバストな解決策を見つけるべきものと考えられる。

雪崩ビーコンの探索の従来法では、1)ビーコンから遠方にいる場合は磁力線に沿ってビーコンに近づく、2)ビーコンの3m程度の近傍では磁束密度強度の最大点を探す、という手順を踏んでいた。本研究では、これらビーコン遠方・近傍それぞれの探索手法の高速・高精度化を行うとともに、瓦礫中要救助者探索に用いたときの磁性体の影響を解析する。まず2節では、磁束密度とその空間微分を用いた直接代数解法を提案する。ビーコンの3次元位置についての線形方程式を導出し、Moore-Penroseの一般化逆行列を用いれば常に一意に再構成可能であることを示す。この理論的成果は、磁力線に沿って進む従来法に対し、任意の観測地点でビーコンの方向と距離を一撃で求めることができることを示すものである。次に3節では、ビーコン近傍での探索について、従来の磁力線探索の行き着く先が磁束密度の零点であることに注目し、零点を確実に検出する方法を提案するとともに、零点からビーコン直上方向へ向かうための新たな観測方法を提案する。また環境中にある磁性体の影響を複素関数論を用いて解析する。4節では、3節の提案手法を実験的に検証する。

2 磁気双極子位置の位置推定 (1) 直接代数解法

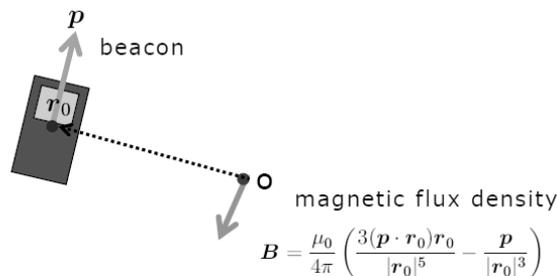


図1：問題設定

ループアンテナをもつ中波帯発振器は磁気双極子とみなせる。3次元空間中の位置 \mathbf{r}_0 にモーメント $\mathbf{p} \exp(i\omega t)$ の磁気双極子があるとする。ただし $\omega=2\pi f$ は角周波数であり、 $f=457\text{kHz}$ である。このとき、自由空間中に生じる磁束密度の波長は600mを越え、双極子から観測者までの距離に比べて十分大きいので、空間中には角速度 ω の準静的場

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{3\mathbf{p} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^5} - \frac{\mathbf{p}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} \right) e^{i\omega t}$$

が生じる。ここで μ_0 は真空の透磁率である。以降、 $\exp(i\omega t)$ は省略し $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ と記す。

ここで、 $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ は $\mathbf{r}_0=\mathbf{0}$ のとき、次数-3の斉次関数であることに注目すると、 $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ は-3次の Euler 方程式

$$(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \cdot \nabla \mathbf{B}(\mathbf{r}) = -3\mathbf{B}(\mathbf{r})$$

を満たす[5]。ビーコンが存在する位置以外では $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ の rot は零であるから、Euler 方程式は

$$\nabla(\mathbf{B}(\mathbf{r}))^T(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = -3\mathbf{B}(\mathbf{r})$$

と書き直せる。ここで観測位置 \mathbf{r} を原点にとれば、

$$G\mathbf{r}_0 = 3\mathbf{B}(\mathbf{0})$$

を得る。ただし、 G は磁束密度の空間1階微分からなるテンソル

$$G \equiv \nabla(\mathbf{B}(\mathbf{0}))^T = \left(\begin{array}{ccc} \partial_x B_x & \partial_x B_y & \partial_x B_z \\ \partial_y B_x & \partial_y B_y & \partial_y B_z \\ \partial_z B_x & \partial_z B_y & \partial_z B_z \end{array} \right) \Big|_{\mathbf{r}=\mathbf{0}}$$

であり、勾配テンソルとよぶ。したがって、観測位置 $\mathbf{r} (= \mathbf{0})$ において、ビーコンの作る磁束密度 $\mathbf{B}(\mathbf{0})$ と勾配テンソル G を計測すれば、線形方程式の解としてビーコン位置 \mathbf{r}_0 を直接推定できることがわかる。ここで問題となるのは、 G はいつでも可逆か、ということである。 G が特異行列になってしまう場合は逆行列を用いて線形方程式が解けなくなるが、 G が可逆となる条件、および特異となる場合の対処法に関してはこれまで明らかにされていなかった[6]。本研究ではこの逆問題において根本的に重要なこれらの点が以下のように解明された[7]。

まず G が特異となる条件を明らかにすべく、 G の行列式を双極子位置、モーメントで表現することを試み、その結果、

$$\det G = \left(\frac{3\mu_0}{4|\mathbf{r}_0|^5} \right)^3 (\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_0)^3 (1 + \sec^2 \theta)$$

と書けることを示した。ただし、 θ は \mathbf{p} と \mathbf{r}_0 のなす角である。この式より、 \mathbf{p} と \mathbf{r}_0 が直交しているとき、またそのときに限り、 $\det G=0$ となり、 G が特異行列となることがわかる。更に、 \mathbf{p} と \mathbf{r}_0 が直交しているとき、 G の Moore-Penrose 一般化逆行列が

$$G^+ = -\frac{4\pi|\mathbf{r}_0|^4}{3\mu_0|\mathbf{p}|} \left(\frac{\mathbf{r}_0 \mathbf{p}^T}{|\mathbf{r}_0| |\mathbf{p}|} + \frac{\mathbf{p} \mathbf{r}_0^T}{|\mathbf{p}| |\mathbf{r}_0|} \right)$$

で与えられることも示した。 \mathbf{p} と \mathbf{r}_0 が直交しているとき、生じる磁束密度は

$$\mathbf{B}(\mathbf{0}) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{p}}{|\mathbf{r}_0|^3}$$

と書けるから、

$$3G^+ \mathbf{B}(\mathbf{0}) = \frac{|\mathbf{r}_0|^4}{|\mathbf{p}|} \frac{\mathbf{r}_0}{|\mathbf{r}_0|} \frac{\mathbf{p}^T}{|\mathbf{p}|} \frac{\mathbf{p}}{|\mathbf{r}_0|^3} = \mathbf{r}_0$$

が成り立つことが分かる。これは、たとえ G が特異行列の場合でも、Moore-Penrose の一般化逆行列を用いれば、双極子位置が一意的に再構成可能であることを示している。 G がフルランクでないのに一意解が再構成される点は直感に反するようであるが、 \mathbf{p} と \mathbf{r}_0 が直交するという制約により、 \mathbf{r}_0 が一意に求められることになる。

こうして、空間中の一点で、双極子ビーコンが作る磁場とその空間微分を計測し、双極子位置を一意的に再構成する公式を導出した。これは従来の探索方法では得られていなかった理論的成果といえる。本研究では次節で提案する第二の方法を用いて実験的検証を行うが、この第一の方法のためのセンサ開発と実験的検討も今後の重要な課題である。

3 磁気双極子位置の位置推定（2）磁場の零点の検出

ビーコンに接近するための従来法の原理は、磁力線をたどっていけばビーコンに近づくという単純なものである。前節で導いた手法では磁束密度とともにその空間微分を計測する必要があるのに対し、従来法は磁束密度のみ計測すればよいという利点がある。ただし、ビーコン近傍の磁場を精確に考えると、ビーコンが探索平面上になく、ある深さで埋まっているため、磁力線の行き着く先はビーコンとはならないことがわかる。そこで従来は 3m 程度まで接近した後は、磁力線探索をやめ、3 軸コイルからなる磁気センサを用いて磁場強度を計測し、十字法と呼ばれる探査法で磁場強度最大点を探していた。このとき、ビーコン直上点でない位置に磁場強度の極大点が生じ、その位置はビーコンの姿勢に依存して変化するという「偽の極大点」の存在が問題点としてあった[8, 9]。

Edgerly[9]は、1) 磁力線の行き着く先は、磁場の探索面内成分が零となる点であること、2) ビーコンの姿勢によって、探索面内に 1 つまたは 2 つの零点が生じること、3) ビーコンは必ず 2 つの零点を結ぶ直線の直下にあること、また、零点が 1 つの場合は、その点の直下にビーコンがあること、を示した。そして、零点を結ぶ直線の発見法として、「磁場が極小となる点付近でさまざまな方向から近づいたとき、磁場の向きが変化しない方向」を探すことを提案している。しかしながら、「磁場の向きが変化しない方向」は零点の真上を通過する完全な直線上を走査しない限り得られないため、探索者の熟練度に依存した方法となっていた。

そこで我々は、零点の性質を検討し、零点を確実に検出した上で、零点を結ぶ直線、すなわち探索方法を決定できる以下の方法を提案する。

3-1 零点の検出

零点の周りの磁場ベクトル場は必ず零点周りに湧き出すあるいは吸い込まれる。すなわち、零点周りの周回軌道に沿う回転数が1のベクトル場となっている。そこで、零点近傍の探索平面円周上で2軸センサをスキャンし、磁場ベクトルの回転数を検出することを提案する。

探索平面を xy 平面としたとき、磁場ベクトル (B_x, B_y) の偏角を検出するには、各成分の位相の基準が必要である。そこで、 B_z を位相の基準として用いる。零点近傍で B_z の向きが反転することはない。このため、 B_z を基準にすれば、 (B_x, B_y) が第一・第三象限のいずれにあるか、もしくは第二・第四象限のいずれにあるかが決定できる。すなわち、 π の不定性なく、 (B_x, B_y) の偏角を決定できる。従来の3軸ビーコンでも磁力線探索の際は2軸しか用いられていなかったが、3軸目をあわせて用いることで、零点検出が容易になる。

3-2 零点から進むべき方向の決定

零点検出後、零点からビーコンへの接近法を導くために、まず零点の性質をまとめておく。位置 $(0, 0, Z)$ に磁気双極子があり、 xy 平面上で探索するものとする。原点がビーコン直上点である。 $\mathbf{r} = (x, y, z)$ に対し、その xy 平面射影位置を $\mathbf{r}_{xy} = (x, y)$ 、磁気モーメント \mathbf{p} に対し、その xy 平面射影を \mathbf{p}_{xy} と書く。また零点を $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, 0)$ 、その xy 平面上ベクトルを \mathbf{r}_{0xy} と書く。磁場の式と零点の定義より、零点では

$$3(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_0)\mathbf{r}_{0xy} = r_0^2 \mathbf{p}_{xy}$$

が成り立つ。すなわち、 \mathbf{r}_{0xy} と \mathbf{p}_{xy} は平行である。よって

零点の性質 1) 零点は、ビーコン直上点である原点を通過し、 \mathbf{p}_{xy} 方向の直線上にあることがわかる。したがって一つの零点にたどり着いたら、双極子直上に向かうには、 \mathbf{p}_{xy} 方向に進めばよいと言える。これはEdgerly[9]が指摘している性質である。また、さらに

零点の性質 2) 水平磁場 \mathbf{B}_{xy} は \mathbf{p}_{xy} 軸対称である。

なぜなら、 \mathbf{p}_{xy} 軸対称な位置 \mathbf{r}_{xy} 、 \mathbf{r}'_{xy} における磁場の和・差をとると、

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_{xy}) + \mathbf{B}(\mathbf{r}'_{xy}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{3(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})}{r^5} (\mathbf{r}_{xy} + \mathbf{r}'_{xy}) - \frac{2\mathbf{p}_{xy}}{r^3} \right) \parallel \mathbf{p}_{xy}$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_{xy}) - \mathbf{B}(\mathbf{r}'_{xy}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})}{r^5} (\mathbf{r}_{xy} - \mathbf{r}'_{xy}) \perp \mathbf{p}_{xy}$$

となり、和は \mathbf{p}_{xy} と平行、差は \mathbf{p}_{xy} と垂直となるからである。ただし \mathbf{r} 、 \mathbf{r}' は \mathbf{r}_{xy} 、 \mathbf{r}'_{xy} に対応する三次元空間中の点である。したがって、 \mathbf{p}_{xy} 方向に x 軸をとれば、性質2)とAmpere-Maxwellの法則を用いて、

零点の性質 3)

$$\partial_y B_x(\mathbf{r}_0) = \partial_x B_y(\mathbf{r}_0) = 0$$

であることもわかる。

以上で述べた零点の性質を用いて、零点からビーコンへの接近法を導出する[10]。磁場ベクトルの xy 成分を、 xy 平面上、零点周りでTaylor展開する。零点の定義から $B_x(\mathbf{r}_0) = B_y(\mathbf{r}_0) = 0$ であり、また零点の性質3)を用いると、2次以上の微小項を無視して

$$B_x(x, y) \simeq \partial_x B_x(\mathbf{r}_0)(x - x_0)$$

$$B_y(x, y) \simeq \partial_y B_y(\mathbf{r}_0)(y - y_0)$$

と近似できる。したがって、零点に十分近傍の半径 R の円周上において磁場を観測すれば、その xy 成分は

$$\left(\frac{B_x(x, y)}{\partial_x B_x(\mathbf{r}_0)} \right)^2 + \left(\frac{B_y(x, y)}{\partial_y B_y(\mathbf{r}_0)} \right)^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 = R^2$$

を満たすことがわかる。これは零点周りの円周上で (B_x, B_y) が楕円を描いて変化することを示している。また、計算の詳細は割愛するが、

$$\begin{aligned}\partial_x B_x(\mathbf{r}_0) &= \frac{3\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_0}{r_0^5} (1 + \cos^2 \phi) \mathbf{p}_{xy} \\ \partial_x B_y(\mathbf{r}_0) &= \frac{3\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_0}{r_0^5} \mathbf{p}_{xy}\end{aligned}$$

と表せることが示せる。ただし ϕ は双極子と零点を結ぶ直線と探索面との為す角である (図 5)。したがって

$$\partial_x B_x(\mathbf{r}_0) > \partial_y B_y(\mathbf{r}_0)$$

であり、楕円の長軸が x 軸、すなわち進むべき方向を示していることがわかる。

以上より、

- ・ 零点を中心とする半径 R の円周上で 2 軸磁気センサをスキャンすると、 (B_x, B_y) は楕円軌道を描く
- ・ その長軸方向が x 軸方向であり、零点から進むべき方向を与える

ことがわかる。 x 軸の正方向、負方向どちらに進むかは、2 軸磁気センサで計測した磁場の探索面内成分強度が強い方を選択すればよい。

3-3 ビーコン姿勢の推定

さらに、零点周りの磁束密度楕円からビーコンの姿勢角も求められる。スキャン軌道半径 R が十分小さいときは、楕円の長短軸比は

$$\nu = \frac{\partial_x B_x(\mathbf{r}_0)}{\partial_x B_y(\mathbf{r}_0)} = 1 + \cos^2 \phi$$

と書けるため ϕ を求めることができる。この角度 ϕ は、ビーコン姿勢角 α に応じて変化し

$$\tan\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right) = -\frac{3}{4} \left(\tan \alpha - \sqrt{\tan^2 \alpha + \frac{8}{9}} \right)$$

を満たすことが簡単な計算によりわかる。したがって、楕円率がわかればビーコン姿勢角 α が決まる。姿勢が決まれば、零点-ビーコン直上点の間の距離と深さの比が決まる。現場の状況から深さがある程度仮定できるならば、零点からビーコン直上点まで進むべき距離の概算値が得られよう。

R がビーコン-零点間距離に比べ必ずしも小さくないときは、Taylor 展開の打ち切りの影響が大きくなってはくるが、磁場分布を楕円フィッティングしたときの長短軸比

$$\nu = \frac{B_x(x_0 + R, y_0)}{B_y(x_0, R + y_0)}$$

自体は R と α の関数である。したがって、予めテーブルを作っておけば、 ν から α を求めることができる。

実際は、本小節で述べた距離推定法に加え、零点からビーコン直上方向にのびる直線上で、3 軸センサを用いて磁場強度最大点を探すことにより、ビーコン直上点が精度良く推定できると考えられる。

3-5 磁性体の影響の考察

瓦礫中ビーコン探査においては、磁性体の存在による磁束密度の歪みを考慮する必要がある。空気中に透磁率の十分高い磁性体があるとき、境界面において磁場の接線成分が連続であることから、境界の空気領域側で磁束密度の接線成分はほぼ零となり、磁性体には磁力線が垂直に出入りするとしてよい。したがって磁性体表面は等磁位線とみなせる。

以下、簡単のため、ここでは 2 次元平面上に円形磁性体がある場合に関して、複素関数論を用いて議論する。磁性体外部のビーコン位置以外で、 $B = B_x - i B_y$ は正則関数である。したがって $B = -df/dz$ で定義される複素ポテンシャル f も正則関数である。ゆえに、円形磁性体がある場合、円周上で $\text{Re } f = \text{一定}$ となればよい。円形磁性体の中心を原点とし、磁性体半径を a とする。ビーコン位置を複素数 z_0 、双極子モーメントを μ としたとき、境界条件を満たすには、円に関する z_0 の鏡像位置

$$z'_0 = \frac{a^2}{z_0}$$

にモーメント

$$\mu' = -\bar{\mu} \left(\frac{a}{z_0} \right)^2$$

の双極子を置けばよい。磁性体の影響は、等価的に鏡像双極子により表されることがわかる。

図2は、円形磁性体がビーコンの遠くに存在する場合と接近して存在する場合について、磁力線の様子をシミュレーションした結果である。

図2左は、ビーコンと磁性体が遠い場合、すなわち、円形磁性体半径 a が双極子-磁性体円板中心距離に比べ十分小さいときの磁力線である。この場合、 $a \ll |z_0|$ であるため、上式で与えられる磁性体内の等価双極子 μ' がビーコンのモーメント μ に対してほぼ無視でき、磁性体のごく近傍以外は影響がないとみなせる。したがって、磁力線に沿ってビーコンを探索する場合、磁性体のごく近傍の表面を通過しない限りはビーコンに接近できると考えられる。実際の探索では3次元空間であるが、瓦礫の表面をなでるような移動はしないため、ビーコンから遠方にある磁性体の影響は低いと考えられる。

一方、図2右は、ビーコンと磁性体が近い場合、すなわち、磁性体半径 a がビーコン-磁性体円板中心距離と同程度のときの磁力線である。この場合、 $a \sim |z_0|$ であるため、上式で与えられる磁性体内の等価双極子 μ' がビーコンのモーメント μ に対して無視できず、2個の磁気双極子が近接して存在する場合の磁力線パターンのように見える。ビーコン単独の場合と比べて双極子モーメントの向きが変化し、磁力線全体が回転したようになるが、大域的に見たときに、単一双極子が2個の双極子の間にあるかのような場と見なすことができる。したがって、遠方から磁力線に沿って接近する場合、ビーコン近傍に到着できることは変わらない。ビーコン近傍にある零点がどの程度ずれるかに関しては次節で実験的に検証する。

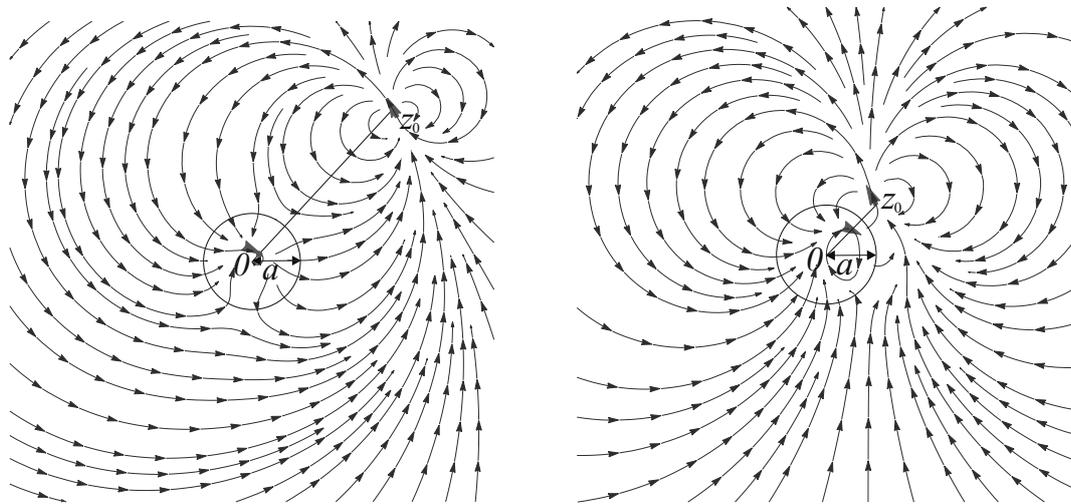


図2 半径 a の磁性円板がある環境下にビーコンがある場合の磁力線。磁性体中心とビーコン間距離が半径 a に比べ大きい場合 (左)、磁性体内に生じる鏡像双極子は小さく、磁性体近傍以外ではほぼビーコンが作る磁場分布と一致。距離が小さい場合 (右) は、ビーコンと鏡像双極子が接近するため、両者の中心に単一の双極子があるかのような分布となる。

4 実験

4-1 零点の検出

作成した3軸コイルからなる磁気センサを図3に示す。フェライトコアに巻いたコイル(バーアンテナ BA-200)と可変コンデンサで並列共振回路を構成し、457kHzに同調する。基板の表裏面に十字状にコアを配置することで B_x および B_y を検出する。相互誘導の影響を抑えて B_z を検出するよう、基板と垂直にコアをもう一軸配置した。検出信号は100倍増幅した後、ADボード(インタフェース社 PCI-3525)2枚を用

いて、同期サンプリングし、PC内で直交検波を行った。

探索面を xy 平面とし、ビーコンが $(0, 0, -310\text{mm})$ にあるとき、ビーコンのバーアンテナの向き、すなわち磁気双極子モーメントの向きを x 軸とすると、 $(x, y) = (390, 0)\text{mm}$ の位置に零点が発生した。そこで、零点を中心とし半径 150mm の円周上でセンサを動かすことを想定し、ビーコンとセンサがこの相対的位置関係を満たすよう、ビーコン側を半径 150mm の円周上、等間隔 8 点で動かしデータを計測した。図 4 に結果を示す。これより、確かに磁場ベクトルが一回転することがわかる。従来のビーコンでは、磁力線の向きに沿って進むべき方向が矢印で表示されるが、その向きは磁場強度が強くなる方を向く。このため、零点を囲む円周上を探索したとき磁場ベクトルの向きは安定して一回転して表示されるとは限らない。実際、ビーコンに近い半円上では零点から離れる方向に矢印が表示され、ビーコンから遠い半円上では零点方向に矢印が表示されることが実験的に確認され、この場合は回転数が 0 となるため、零点の存在が判然としない。以上より、 z 軸コイルを位相基準にとることで、磁束密度の xy 成分の零点が、零点周りの磁場ベクトルの回転数として明瞭に検出されることが確認された。

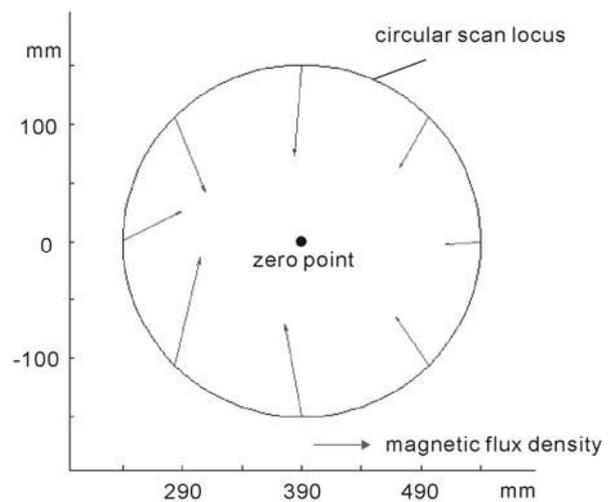
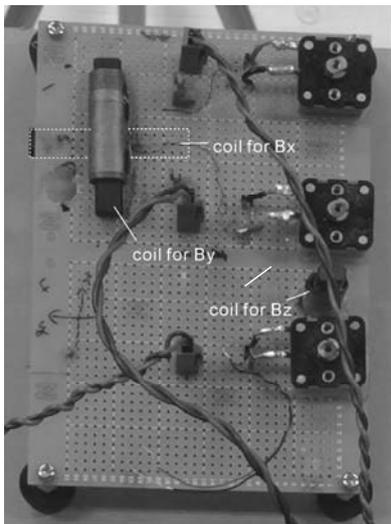


図 3 作成した 3 軸コイルからなる磁気センサ 図 4 零点周りの円周上で磁束密度の偏角は 2π 回転する。

4-2 零点からビーコン直上への接近

次に図 5 のように、ビーコンの z 座標を 600mm としたとき、零点周りの半径 300mm の円周上、等間隔の 16 点で (B_x, B_y) 成分を計測した。ビーコンの水平面との為す角 α は 0 度から 90 度まで 15 度きざみで変化させた。 $\alpha = 90$ 度のときはビーコン直下に零点が一つ、それ以外のときは二つ生じ、その位置は α とともに変化する。ここでは、磁力線を進んで零点に到達し、円周スキャンにより零点を確実に検出した後で、次に進むべき方向を定める実験として、ビーコンに近い零点周りの円周上軌道で磁場 xy 成分を計測した。

図 6 は $\alpha = 30$ 度のとき、観測した (B_x, B_y) に楕円フィッティングをした例である。長軸方向から x 軸方向がわかり、零点から進むべき方向がわかる。また図 7 は α を変化させたとき、楕円フィッティングし得られた長軸方向と x 軸方向との誤差である。最大誤差は 5 度程度であり、十分な精度で方向推定ができていることがわかる。ビーコン近傍で従来は二次元的に探索しなければならないのに対し、一次元で探索できることが示されたといえる。

図 8 は $R = 300\text{mm}$ として α を変化させたときの楕円率の理論値と実測値であり、図 9 はこのグラフを用いて推定したビーコンの姿勢角度 α である。最大 10 度程度の誤差で姿勢も推定できていることがわかる。図 8 を見ると、楕円率 v 自体の推定精度は α が 90 度に近いとき、すなわちビーコンが探索面に垂直向きのときの方が良いが、 $\alpha - v$ 曲線の傾きが小さくなっていくため、図 9 における α の推定精度は α によらずにほぼ一様であることがわかる。

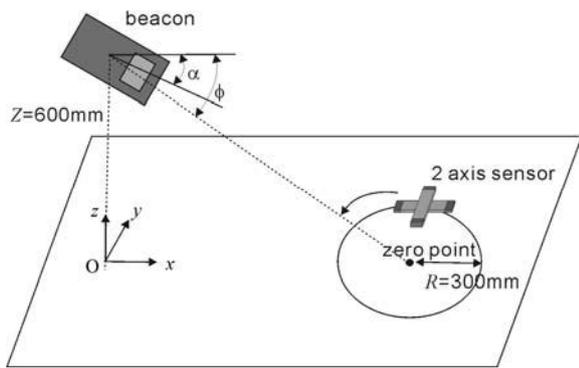


図5 実験設定

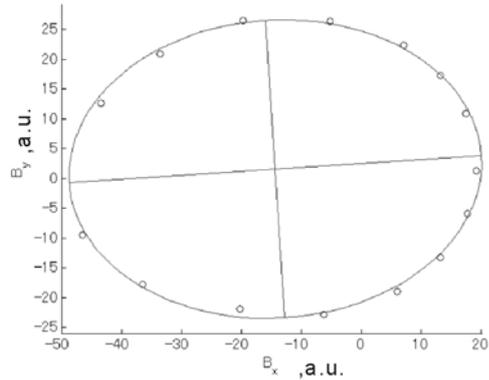


図6 零点周りで楕円フィッティングした例

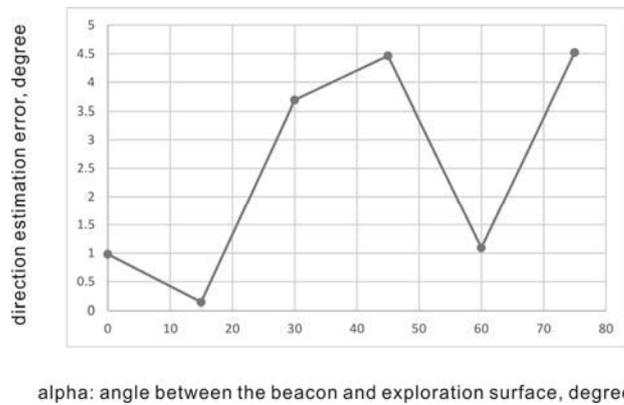


図7 楕円長軸方向と x 軸方向(零点から進むべき方向)との角度誤差. 横軸はビーコンの姿勢角 α .

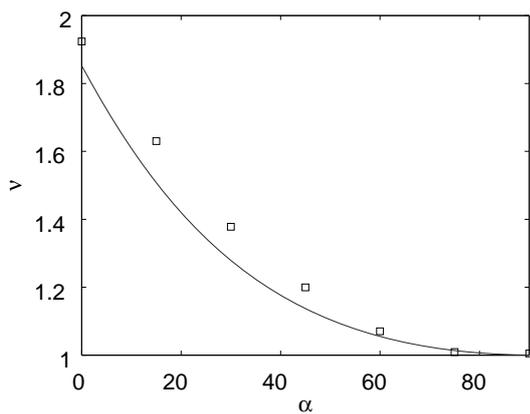


図8 ビーコン姿勢角 α と楕円率 ν . ($R=300\text{mm}$)

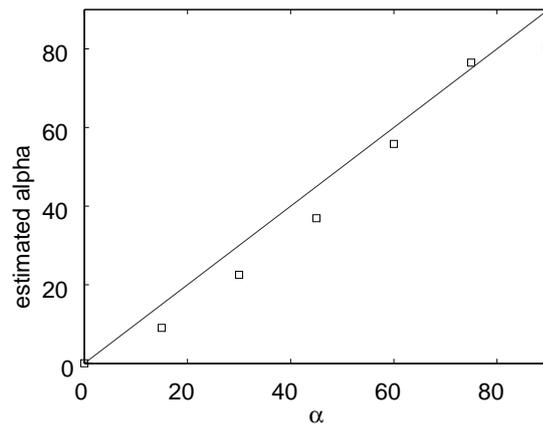


図9 ビーコン姿勢角とその推定値.

4-3 磁性体の影響

4-1 節での実験での配置, すなわち, ビーコン位置(0, 0, -310)mm, 零点位置(390, 0, 0)mm に対し, 直径 120mm の鉄球(砲丸球)を(100, 0, -230)mm に置いた場合(case (i)), (100, 0, -420)mm に置いた場合(case (ii))について, $R=150\text{mm}$ の円周上で零点周りにセンサを移動させたときの磁束密度 x, y 成分を表示したのが図 10 である. case (i) はビーコンとセンサの間に鉄球がある場合, case (ii) はビーコンとセンサを結ぶ直線から外れた

位置に鉄球がある場合である。期待された通り、case(ii)の場合の磁束密度（緑矢印）は磁性球がない場合の磁束密度（赤矢印）とほぼ変わらない。これは3-4節の解析結果とよく一致し、磁性球半径に比べ、ビーコン-磁性球間距離が大きい場合は、鏡像双極子は十分小さく、ビーコン近傍零点の位置にほとんど影響を与えないことを示している。Case(i)の場合の磁束密度（青矢印）はビーコンに近い側で若干ずれてはいるものの、磁束密度の回転数が1であることから、この円内に零点が存在することは変わらず、零点の位置のずれも高々50mm程度と見積もられる。詳細なずれの評価は今後の課題であるが、零点を探索する方法は磁性体が存在する環境下でもロバストに使用できることが示唆される結果といえる。

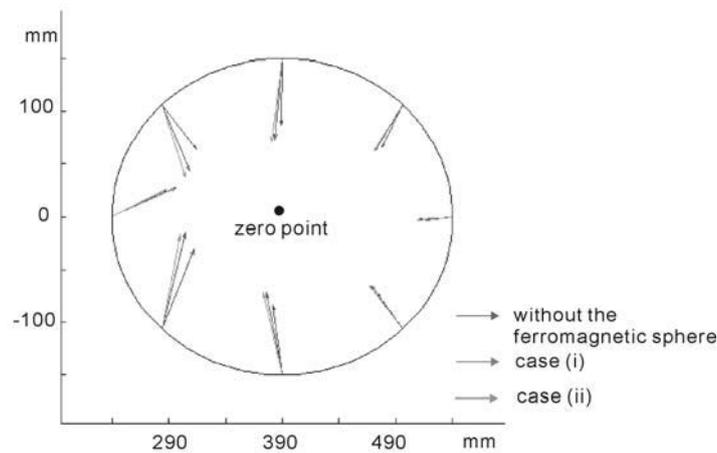


図 10 零点周りの磁場分布に対する磁性球の影響

5 結論

本研究では、瓦礫中要救助者が、スマートフォンなどの携帯端末中に 457kHz で発振するビーコンや RFID タグを予め持っている状況を想定し、その高速・高精度な二つの発見法を提案した。第一はビーコンを磁気双極子とみなし、空間中の磁束密度およびその空間勾配から線形方程式の解として三次元位置を求める方法である。第二は、ビーコンが作る磁力線に沿って探索者が進んだとき行き着く、磁束密度の探索面内成分の零点に着目した方法である。第二の方法に関して、磁束密度 2 成分を計測するセンサを、零点を中心とする円周上でスキャンすると、1) 磁束密度の回転数が 1 であることにより定量的に零点を検出できること、2) 磁束密度の変化を楕円フィッティングしたとき、その長軸上にビーコン直上点があること、3) この楕円率はビーコン姿勢角と一対一の関係にあるため、回転半径をパラメータとしてテーブルを保持しておけばビーコン姿勢角が推定できること、4) 姿勢角が推定できれば、零点からビーコン直上点まで進むべき距離と深さの比も推定できること、を示した。さらに環境中に存在する磁性体の影響について、2 次元で円形磁性体が存在する場合を鏡像法を用いて解析し、1) 磁性体円板がビーコンまでの距離に比べ小さい場合は影響がほぼ無視できること、2) ビーコンに近い場合は、磁性体円板内に鏡像双極子が近接して発生するが、これとビーコンの等価双極子による磁場パターンが空間中に生じ、ビーコン近傍まで接近できること、を理論的に示すとともに、3) ビーコン近傍に生じる磁場の零点への影響は十分小さいことを実験的に検証した。今後、磁性体の影響をより詳細に検討するとともに、携帯端末への発振器の実装を検討していく。

【参考文献】

- [1] I. Arai, Survivor search radar system for persons trapped under earthquake rubble, Asia-Pacific Microwave Conference (APMC2001), vol.2, 663-668, 2001.
- [2] E. Zaikov and J. Sachs, UWB radar for detection and localization of trapped people, Ultra Wideband, ed. B. Lembrikov, Intech, 2010.

- [3] A. Nezirovic, A. G. Yarovoy, and L. P. Lighthart, Signal processing for improved detection of trapped victims using UWB radar, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 48, 2005-2014, 2010.
- [4] H. Toda and G. Capi, Development of a high resolution human breath gas sensor considering application for rescue robotics in disaster zones, *Proc. IEEE Robotic and Sensors Environment (ROSE)*, 2010.
- [5] D.Thompson, EULDPH: A new technique for making computer-assisted depth estimates from magnetic data, *Geophysics*, 47, 31-37, 1982.
- [6] Takaaki Nara, Satoshi Suzuki, and Shigeru Ando: A closed-form formula for magnetic dipole localization by measurement of its magnetic field and spatial gradients, *IEEE Transactions on Magnetism*, 42, 3291-3293, 2006.
- [7] Takaaki Nara and Wataru Ito: Moore-Penrose Generalized Inverse of the Gradient Tensor in Euler's Equation for Locating a Magnetic Dipole, *Journal of Applied Physics*, 115, 17E504 2014.
- [8] 伊藤義景, ピンポイント検索時に出現する留意すべき現象について-スパイクとフォルス・マキシマム-, *雪崩通信*, 1, 36-37, 2008.
- [9] B. Edgerly, ``Pinpointing on a line: A modern technique for solving deep burials, 2002 International Snow Science Workshop, 463-466, 2002.
- [10] 成田岳, 磁場ベクトル場の零点を利用した雪崩埋没者捜索に関する研究, 東京大学工学部計数工学科卒業論文, 2013. (指導教員:奈良高明)

〈 発 表 資 料 〉

題 名	掲載誌・学会名等	発表年月
Moore-Penrose Pseudoinverse of the Gradient Tensor in Euler's equation for locating a magnetic dipole	58 th Annual Conference on magnetism and magnetic materials (MMM), CH-07	2013年11月
Moore-Penrose Generalized Inverse of the Gradient Tensor in Euler's Equation for Locating a Magnetic Dipole	<i>Journal of Applied Physics</i> , 115, 17E504	2014年5月
磁場源推定逆問題の代数解法 -多重極推定および磁性体の影響の考察-	東大数値解析セミナー・ACCA-JP 合同セミナー	2014年6月