

Оригинальная статья / Original Paper

DOI 10.15826/urej.2019.3.2.003

УДК 629.7.05

Вопросы совместной обработки градиентных измерений в высокочувствительной магнитометрии

В. С. Поленов, Д. А. Ницак✉

Военно-воздушная академия имени профессора Н. Е. Жуковского
и Ю. А. Гагарина, Россия, 394064, г. Воронеж,
ул. Старых Большевиков, 54А

✉ dima_nitsak@mail.ru

Аннотация

В интересах снижения влияния собственного магнитного поля носителя магнитометрической аппаратуры на показания магнитометра исследованы градиенты 1-го и 2-го порядков для z -компоненты вектора магнитной индукции произвольно ориентированного магнитного диполя. Рассмотрены особенности совместной обработки градиентных измерений.

Ключевые слова

градиентометр, магнитное поле Земли, магнитометр

Для цитирования

Поленов В. С., Ницак Д. А. Вопросы совместной обработки градиентных измерений в высокочувствительной магнитометрии. *Уральский радиотехнический журнал*. 2019;3(2):157–169. DOI: 10.15826/urej.2019.3.2.003

Issues of the integrated processing of gradient measurements in high sensitive magnetometry

V. S. Polenov, D. A. Nitsak✉

Air Force Academy named after Professor N. E. Zhukovsky and Y. A. Gagarin,
54A Staryh Bolshevikov Str., Voronezh, 394064, Russia

✉ dima_nitsak@mail.ru

Abstract

We explore the first and the second-order of the derivative magnetic flux vector in relation to altitude in order to reduce internal magnetic field of the magnetometric equipment carrier influence on the readings of the vector supersensitive magnetometer. We consider the details of gradient measurements integrated processing in multidirectional magnetic dipole approximation. The average intensity altitude-component in the second-

order gradiometer is by an order of magnitude more than one of the first-order gradiometer without regard to the distance between the magnetic dipole and sensor. We confirm that every first and second-order gradient altitude-component disappears in the half-domain of the spherical angular values definition. The integrated processing of gradient measurements imposes the constraint on the domain of the spherical angular values definition. We conclude that this constraint may be controlled by limiting the corrected gradient projection in relation to the root-mean-square deviation.

Keywords

gradiometer, geomagnetical field, magnetometer

For citation

Polenov V. S., Nitsak D. A. Issues of the integrated processing of gradient measurements in high sensitive magnetometry. *Ural Radio Engineering Journal*. 2019;3(2):157–169. DOI: 10.15826/urej.2019.3.2.003

1. Введение

Высокая навигационная информативность аномального магнитного поля Земли (МПЗ) находит применение в бортовых корреляционно-экстремальных навигационных системах (КЭНС). Автономность и помехоустойчивость КЭНС, использующих геомагнитные поля Земли, стимулирует развитие информационно-измерительных технологий в направлении повышения точности и надежности данных КЭНС, а также чувствительности и быстродействия применяемых датчиков.

Использование магнитоградиентных измерений в КЭНС обеспечивает меньший радиус корреляции и позволяет компенсировать низкочастотные вариации МПЗ, однако требует повышенной чувствительности датчиков.

Решения по созданию высокочувствительных градиентометров реализуются, в частности на базе сверхпроводящих квантовых интерферометрических датчиков (СКВИД) с использованием криогенного оборудования для создания рабочих температур в диапазоне от 4 до 80 К. В таких условиях СКВИД-магнитометр обладает предельно высокой энергетической чувствительностью, сравнимой с постоянной Планка, большим динамическим диапазоном и высоким быстродействием [1; 2].

Важнейшей задачей при использовании СКВИД-магнитометров является компенсация собственного магнитного поля носителя магнитометрической аппаратуры. Благодаря развитию силовой электроники и разработке новых магнитных материалов, создаваемые на их основе мощные источники электрической энергии и двигатели электромеханических приводов все чаще применяются в бортовых системах управления.

При работе с реальными геологическими моделями аномального МПЗ, для компенсации магнитных помех важно оценивать производные по базисным координатам. Например, вторая производная вектора индукции магнитного поля по высоте полета носителя, как правило, пренебрежимо мала по сравнению с соответствующей характеристикой собственного магнитного поля носителя [3].

Современные технологии позволяют создавать мобильные градиометры второго порядка на базе высокотемпературных СКВИД, разрешающая способность по индукции магнитного поля которых сравнима с разрешающей способностью низкотемпературных СКВИД, причем второй порядок производной может быть реализован с помощью электронной обработки сигналов градиометров первого порядка [2]. Таким образом при бортовых магнитоградиентных измерениях оценка градиентов магнитной индукции аномального МПЗ первого и второго порядков может проводиться совместно.

В работе исследован характер первой и второй производных вектора индукции магнитного поля по высоте полета носителя (далее – по координате z), независимо от расстояния между источником и измерителем, в целях снижения влияния собственного магнитного поля носителя магнитометрической аппаратуры на показания магнитометра.

2. Градиентная магнитометрическая схема для оценки z -компоненты второй производной индукции магнитного поля

Классическая градиентная магнитометрическая схема для оценки второй производной вектора индукции магнитного поля по направлению оси z , представляет собой три магнитометрических датчика, расположенных эквидистантно вдоль оси z с базой d и включенных дифференциально, как показано на рис. 1.

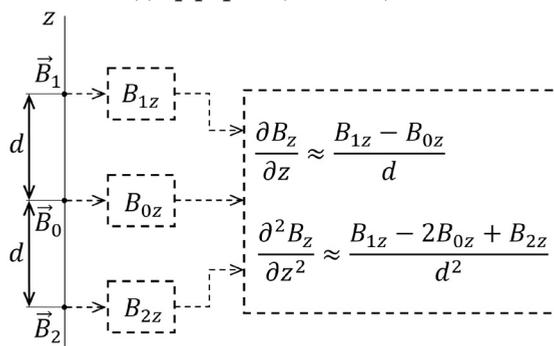


Рис. 1. Пример градиентометрической системы второго порядка
Fig. 1. A second-order gradiometer example

При достаточно малой базе градиентометра ($d < 0,1$ м) схема на основе векторных магнитометров может проводить измерения соответствующих z -компонент величин:

$$B_z, \frac{\partial B_z}{\partial z}, \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2}.$$

Современные технологии позволяют уменьшить значение базы до 1 см и менее, что обеспечивает высокую точность градиентометрических вычислений.

При удалении от источника на расстояние, существенно превосходящее его размеры, поле этого источника неотлично от поля точечного диполя. Величина магнитной индукции постоянных магнитов в дальней зоне также хорошо описывается с помощью модели магнитного диполя, причем магнитные моменты материалов с высокой коэрцитивной силой практически не изменяются под действием внешнего магнитного поля.

Выражение для вектора магнитной индукции произвольно ориентированного магнитного диполя \vec{P}_m известно, т.е. вектор магнитной индукции диполя при достаточно больших расстояниях от диполя обратно пропорционален кубу расстояния $|\vec{R}|$ до него:

$$\vec{B}_{dip} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3(\vec{P}_m, \vec{R})\vec{R}}{|\vec{R}|^5} - \frac{\vec{P}_m}{|\vec{R}|^3} \right], \quad (1)$$

где

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{A^2},$$

\vec{R} – радиус-вектор, проведенный в точку пространства, где проводится измерение.

Важной особенностью (1) является ее существенная зависимость от режимов работы источников питания и исполнительных электромеханических устройств носителя магнитометрической аппаратуры.

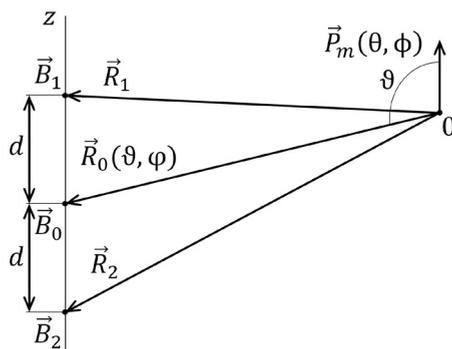


Рис. 2. Система координат, связанная с магнитным моментом

Fig. 2. The frame is referenced to magnetic moment

Проведем функциональный анализ градиентных измерений, определив векторные компоненты (1) как функции сферической системы координат в соответствии с рис. 2: $\vec{P}_m(\theta, \phi); R(\vartheta, \varphi)$.

Введем обозначения:

$$\overline{\Delta B}_1 = \frac{\vec{B}_1 - \vec{B}_0}{d}; \quad \overline{\Delta B}_2 = \frac{\vec{B}_1 - 2\vec{B}_0 + \vec{B}_2}{d^2}. \quad (2)$$

Выражения для \vec{B}_0 , \vec{B}_1 и \vec{B}_2 в общем случае достаточно громоздки, например, при $\theta = 0$, $\phi = 0$, $\varphi = 0$:

$$\vec{B}_0 = \frac{P}{R^3} \begin{bmatrix} 3 \sin \vartheta \cos \vartheta \\ 0 \\ 3 \cos^2 \theta - 1 \end{bmatrix};$$

$$\vec{B}_\alpha = \frac{P}{(R^2 + d^2 \mp 2Rd \cos \vartheta)^{5/2}} \begin{bmatrix} 3R(R \cos \vartheta \mp d) \sin \vartheta \\ 0 \\ 3R^2 \cos^2 \theta \mp 4Rd \cos \vartheta - R^2 + 2d^2 \end{bmatrix},$$

$$\alpha = 1, 2.$$

Подстановка обобщенных выражений \vec{B}_0 , \vec{B}_1 и \vec{B}_2 в (2) делает неудобным $\overline{\Delta B}_1$ и $\overline{\Delta B}_2$ для анализа, поэтому далее вместо них будем рассматривать $\vec{b}^{(1)}$ и $\vec{b}^{(2)}$, определяемые как:

$$\vec{b}^{(1)} = \frac{R^4}{P} \lim_{d \rightarrow 0} \frac{\vec{B}_1 - \vec{B}_2}{2d}; \quad \vec{b}^{(2)} = \frac{R^5}{P} \lim_{d \rightarrow 0} \frac{\vec{B}_1 - 2\vec{B}_0 + \vec{B}_2}{d^2},$$

где верхние индексы в круглых скобках указывают на порядок производной.

Для интересующих нас z -составляющих $\vec{b}^{(1)}$ и $\vec{b}^{(2)}$ число переменных удается свести к трем: $\theta, \vartheta, \Delta = \phi - \varphi$:

$$b_z^{(1)} = 15\theta_s \vartheta_s \Delta_c \left(\vartheta_c^2 - \frac{1}{5} \right) + 15\theta_c \vartheta_c \left(\vartheta_c^2 - \frac{3}{5} \right); \quad (3)$$

$$b_z^{(2)} = 105\theta_s \vartheta_s \vartheta_c \Delta_c \left(\vartheta_c^2 - \frac{3}{7} \right) + \theta_c (105\vartheta_c^4 - 90\vartheta_c^2 + 9), \quad (4)$$

где $\theta_c = \cos \theta$, $\theta_s = \sin \theta$, $\vartheta_c = \cos \vartheta$, $\vartheta_s = \sin \vartheta$, $\Delta_c = \cos \Delta$.

Выражения (3) и (4) позволяют оценить влияние взаимного направления $\vec{P}_m(\theta, \phi)$ и $\vec{P}_m(\vartheta, \varphi)$ на характер градиентных измерений независимо от коэффициентов пропорциональности P/R^4 и P/R^5 , соответственно.

Выполненная замена вполне обоснована, так как в градиентометре 1-го порядка максимальное значение разности

$$\left(\frac{d^4 \Delta B_{1z}}{P} - \frac{b_z^{(1)}}{r^4} \right) \Big|_{\theta=0, \vartheta=0} = \frac{2}{|r-1|^3} - \frac{2(|r|+3)}{r^4}$$

убывает со скоростью минус 100 дБ на порядок относительно расстояния $r = R/d$ до магнитного диполя при $r \rightarrow \infty$. В градиентометре 2-го порядка, соответствующая разность

$$\left(\frac{d^5 \Delta B_{2z}}{P} - \frac{b_z^{(2)}}{r^5} \right) \Big|_{\theta=0, \vartheta=0} = \frac{2}{|r-1|^3} + \frac{2}{|r+1|^3} - \frac{4(r|r|+6)}{r^5}$$

убывает еще быстрее – минус 140 дБ на порядок r при $r \rightarrow \infty$.

Максимальные значения (3) и (4) достигаются при $\theta = m\pi$, $\vartheta = n\pi$, где $m, n = 0, \pm 1, \dots$ и равны, соответственно 6 и 24. Средние значения

$$(2\pi^3)^{-1} \int_0^\pi \int_0^\pi \int_{-\pi}^\pi b_z^{(1)} d\Delta \quad \text{и} \quad (2\pi^3)^{-1} \int_0^\pi \int_0^\pi \int_{-\pi}^\pi b_z^{(2)} d\Delta$$

равны нулю. Среднеквадратические отклонения:

$$(2\pi^3)^{-1} \int_0^\pi \int_0^\pi \int_{-\pi}^\pi (b_z^{(1)})^2 d\Delta = \frac{423}{64} \approx 6.6;$$

$$(2\pi^3)^{-1} \int_0^\pi \int_0^\pi \int_{-\pi}^\pi (b_z^{(2)})^2 d\Delta = \frac{44091}{512} \approx 86.1$$

позволяют сравнить средние интенсивности измерений в градиентометрах 1-го и 2-го порядков, опуская зависимость убывания от расстояния между магнитным диполем и точкой измерения. В относительных единицах это 8.2 и 19.4 дБ, соответственно.

Нулевые значения (3) определяются из уравнения

$$\Delta_1 = \pi - \arccos \frac{5\vartheta_s^2 - 2}{\operatorname{tg}\theta \operatorname{tg}\vartheta (5\vartheta_s^2 - 4)}, \quad (5)$$

нулевые значения (4) – из уравнения

$$\Delta_2 = \arccos \frac{35\vartheta_s^4 - 40\vartheta_s^2 + 8}{5\vartheta_s \vartheta_c \operatorname{tg}\theta (7\vartheta_s^2 - 4)}. \quad (6)$$

На рис. 3 показаны границы областей определения θ и ϑ , удовлетворяющих (5) и (6) с учетом сохранения Δ_1 и Δ_2 в области действительных значений. Сплошной линией ограничена область определения θ и ϑ для градиентометра 1-го порядка, пунктирной – 2-го порядка. Площадь каждой указанной области определения составляет половину от π^2 , т.е. значения градиен-

тов – каждого в отдельности, – можно свести к нулю в половине всех возможных случаев когда $0 \leq \theta \leq \pi$ и $0 \leq \vartheta \leq \pi$.

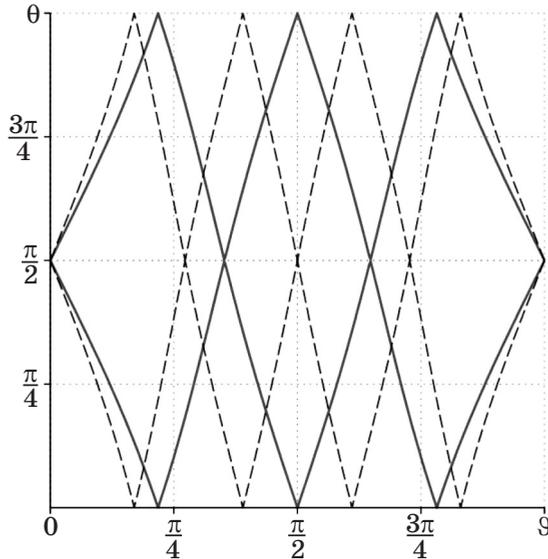


Рис. 3. Границы областей определения θ и ϑ

Fig. 3. The definition bounds of θ and ϑ

Как видно из рис. 3, области определения нулевых значений (3) и (4) не совпадают. Действительные значения ϑ и Δ для совместных решений системы уравнений $b_z^{(1)} = 0$ и $b_z^{(2)} = 0$ возможны при $\theta = \pi/2$: $\Delta = \pi/2$ при любом ϑ и $\vartheta = 0$ при любом Δ . Это существенно усложняет задачу снижения влияния собственного магнитного поля на измеритель, когда прорабатываются варианты компоновки электронных изделий в составе носителя магнитометрической аппаратуры на этапе проектирования. Следовательно, при совместной обработке результатов градиентных измерений необходим поиск компромиссных решений.

3. Совместная обработка измерений градиентометра 1-го и 2-го порядков

Подстановкой (5) в (4) находим

$$b_z^{(2)} \Big|_{\Delta=\Delta_1} = \frac{-3\vartheta_c(5\vartheta_c^4 + 3)}{5\vartheta_c^2 - 1}. \quad (7)$$

Выражение (7) равно нулю при $\theta = \pi/2$ и имеет разрывы 2-го рода при ϑ равном

$$\arccos \frac{\sqrt{5}}{5} \text{ и } \pi - \arccos \frac{\sqrt{5}}{5}.$$

Возведем (7) в квадрат и решим уравнение

$$\frac{9\vartheta_c^2 (5\vartheta_c^4 + 3)^2}{(5\vartheta_c^2 - 1)^2} = k \frac{44091}{512}.$$

Получим

$$\theta_{1,2} = \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ \pi \end{array} \right\} \pm \arccos \frac{\sqrt{k} \sqrt{9798} (5\vartheta_c^2 - 1)}{32 (5\vartheta_c^4 + 3)},$$

где k – коэффициент, задающий максимально допустимое значение $b_z^{(2)}$ относительно его среднеквадратического отклонения. На рис. 4 для различных значений показано изменение области определения θ и ϑ нулевых значений градиента 1-го порядка. Сплошная линия соответствует $k = 1$, длинный пунктир – $k = 1/2$, пунктир – $k = 1/10$.

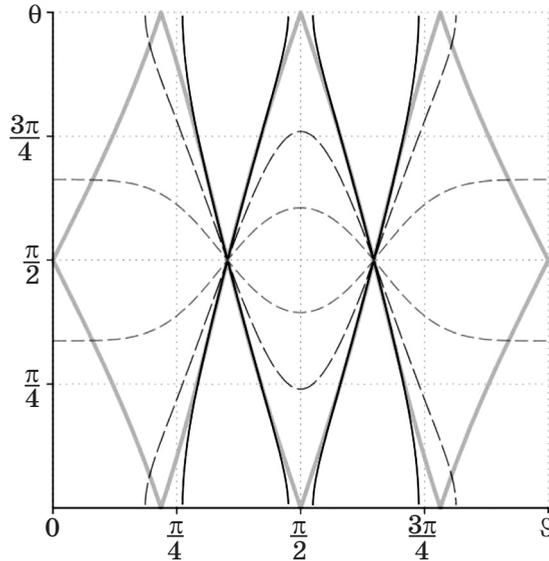


Рис. 4. Изменение (сужение) границ области определения θ и ϑ для градиентометра 1-го порядка

Fig. 4. The definition bounds variation (contraction) of θ and ϑ for a first-order gradiometer

Выполним аналогичные действия для анализа ограничений области определения θ и ϑ нулевых значений градиента 2-го порядка.

Подстановкой (6) в (3) находим

$$b_z^{(1)} \Big|_{\Delta=\Delta_2} = \frac{3\vartheta_c (5\vartheta_c^4 + 3)}{5\vartheta_c (7\vartheta_c^2 - 3)}. \quad (8)$$

Выражение (8) равно нулю при $\theta = \pi/2$ и содержит разрывы 2-го рода при

$$\vartheta = \arccos \frac{\sqrt{21}}{7}, \quad \vartheta = \frac{\pi}{2} \quad \text{и} \quad \vartheta = \pi - \arccos \frac{\sqrt{21}}{7}.$$

Возведя (8) в квадрат и решив уравнение

$$\frac{9\vartheta_c^2 (5\vartheta_c^4 + 3)^2}{25\vartheta_c^2 (7\vartheta_c^2 - 3)^2} = k \frac{423}{64},$$

получим

$$\theta_{1,2} = \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ \pi \end{array} \right\} \pm \arccos \frac{5\sqrt{k}\sqrt{47}\vartheta_c(7\vartheta_c^2 - 3)}{8(5\vartheta_c^4 + 3)}.$$

На рис. 5 для различных значений k показано изменение области определения θ и ϑ нулевых значений градиента 2-го порядка при аналогичных обозначениях.

В обоих случаях при $k = 1$ область определения θ и ϑ практически не меняется, при $k = 1/2$ составит примерно 77% от максимума, а при $k = 1/10$, соответственно, 38%. Угол ϑ в общем может принимать произвольные значения, чего в свою очередь нельзя сказать о θ . С уменьшением k диапазон возможных значений θ сужается и стремится к $\pi/2$.

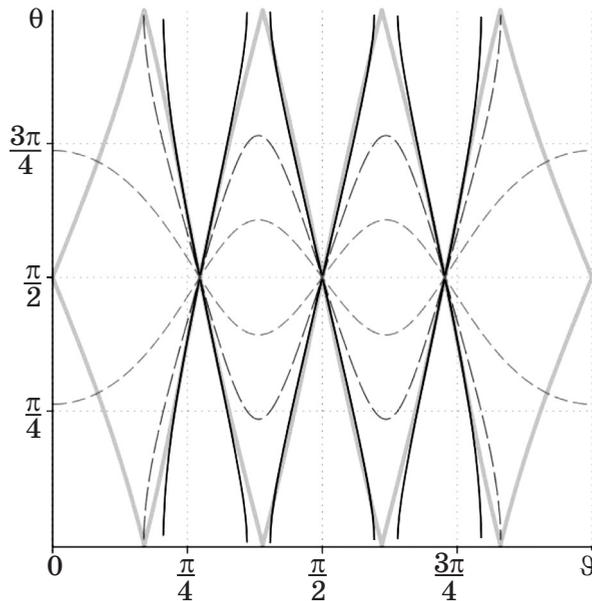


Рис. 5. Изменение (сужение) границ области определения θ и ϑ для градиентометра 2-го порядка

Fig. 5. The definition bounds variation (contraction) of θ and ϑ for a second-order gradiometer

Отсутствие зависимости (3) и (4) от P и R можно использовать для компенсации магнитных помех при совместной обработке градиентных измерений, а также для калибровки магнетометра.

Выполним нормировку (3) и (4) и решим уравнение $24b_z^{(1)} = 6b_z^{(2)}$. Равенство нормированных градиентов 1-го и 2-го порядков для произвольных θ и ϑ обеспечивается при

$$\Delta_n = \arccos \frac{\vartheta_s(35\vartheta_c^3 + 15\vartheta_c^2 - 15\vartheta_c - 3)}{\operatorname{tg}\theta(35\vartheta_c^4 + 15\vartheta_c^3 - 35\vartheta_c^2 - 11\vartheta_c + 4)}. \quad (9)$$

Таким образом, нормированные значения (3) и (4) с учетом (9)

$$\frac{1}{6}b_z^{(1)} \Big|_{\Delta=\Delta_n} = \frac{1}{24}b_z^{(2)} \Big|_{\Delta=\Delta_n} = \frac{\theta_c(5\vartheta_c^4 + 3)}{70\vartheta_c^3 - 40\vartheta_c^2 - 30\vartheta_c + 8}. \quad (10)$$

Выражение (10) равно нулю при $\theta = \pi/2$, не имеет экстремумов и содержит разрывы 2-го рода при

$$\vartheta = \arccos \left(\frac{2\sqrt{79}}{21} \sin\gamma + \frac{4}{21} \right),$$

$$\vartheta = \arccos \left(\frac{\sqrt{3}\sqrt{79}}{21} \cos\gamma - \frac{\sqrt{79}}{21} \sin\gamma + \frac{4}{21} \right)$$

$$\text{и } \vartheta = \pi - \arccos \left(\frac{\sqrt{3}\sqrt{79}}{21} \cos\gamma + \frac{\sqrt{79}}{21} \sin\gamma - \frac{4}{21} \right),$$

где

$$\gamma = \frac{1}{3} \operatorname{arctg} \left(\frac{21\sqrt{27519}}{436} \right) + \frac{\pi}{6},$$

что соответствует, примерно 25, 77 и 124 градусам.

На рис. 6 показаны границы области определения θ и ϑ , где Δ_n принимает действительные значения. По аналогии с (5) или (6) площадь обозначенной области определения составляет половину от π^2 .

Решая $\Delta_n = 0$ относительно θ , получим

$$\theta = \operatorname{arctg} \frac{\vartheta_s(35\vartheta_c^3 + 15\vartheta_c^2 - 15\vartheta_c - 3)}{35\vartheta_c^4 + 15\vartheta_c^3 - 35\vartheta_c^2 - 11\vartheta_c + 4}. \quad (11)$$

Подстановкой (11) в (10) находим максимальные по модулю значения градиентов, принадлежащие границе области определения θ и ϑ , показанной на рис. 6,

$$b_{z\max} = \frac{5\vartheta_c^4 + 3}{2} \sqrt{\frac{-\vartheta_c - 1}{175\vartheta_c^5 - 65\vartheta_c^4 - 150\vartheta_c^3 + 10\vartheta_c^2 + 23\vartheta_c - 25}}. \quad (12)$$

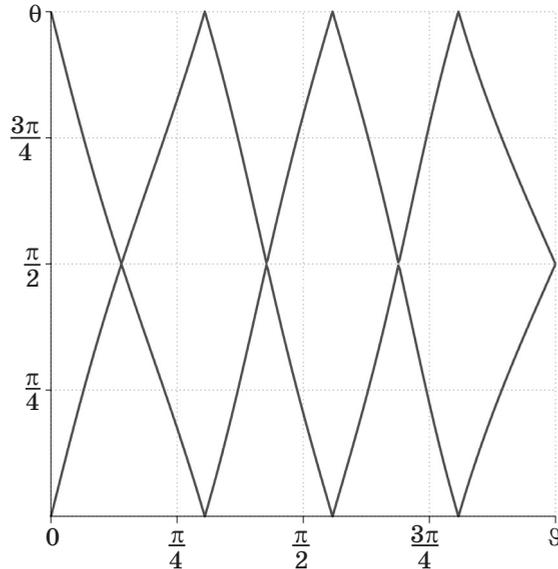


Рис. 6. Границы области определения θ и ϑ , где обеспечивается равенство нормированных градиентов 1-го и 2-го порядков

Fig. 6. The definition bound of θ and ϑ for normalized first and second-order gradients equality

На рис. 7 (12) представлена как функция от ϑ . При $\vartheta > 36.7^\circ$ нормированные значения градиентов 1-го и 2-го порядков $b_{z\max}$ не превышают половины от максимального значения, что целесообразно учитывать при проектировании магнитометрической аппаратуры.

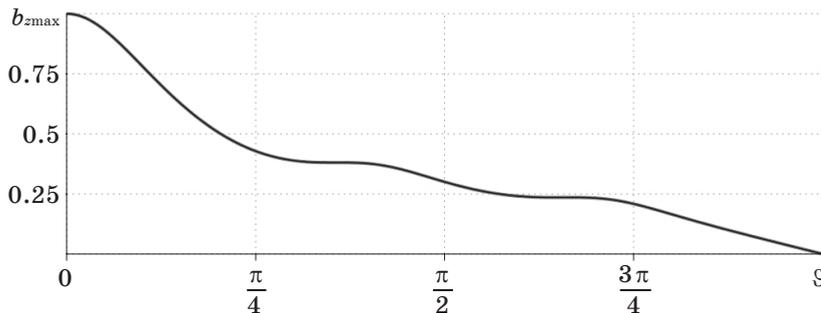


Рис. 7. Максимальные абсолютные значения нормированных градиентов 1-го и 2-го порядков

Fig. 7. The maximum modulus of normalized first and second-order gradients

4. Заключение

1. Средняя интенсивность измерений z -компоненты в градиентометре 2-го порядка без учета зависимости убывания от расстояния между магнитным диполем и точкой измерения примерно в 13 раз больше средней интенсивности соответствующих измерений в градиентометре 1-го порядка.

2. Значения z -проекций градиентов 1-го и 2-го порядков по отдельности можно свести к нулю в половине всех возможных случаев когда $0 \leq \theta \leq \pi$ и $0 \leq \vartheta \leq \pi$.

3. Совместная обработка градиентных измерений накладывает ограничения на область определения θ и ϑ . Эти ограничения можно контролировать, определяя максимально допустимое значение для приведенной проекции вектора градиента относительно ее среднеквадратического отклонения или обеспечивая равенство нормированных градиентов 1-го и 2-го порядков для построения компенсирующих схем.

Список литературы

1. Гринберг Я. С. Проблемы создания высокоточных измерительных приборов на основе сверхпроводниковых квантовых интерферометров. В: Голышев Н. В. (ред.). *Биомагнитные исследования*. Новосибирск: НГТУ; 2000. С. 17–19.

2. Бурмистров Е. В. *Градиентометр на базе ВТСП СКВИДов для работы в неэкранированном пространстве: дис. ... канд. физ.-мат. наук*. М.; 2009.

3. Каршаков Е. В., Павлов Б. В. Навигационное обеспечение задачи измерения физических полей на борту летательного аппарата. *Известия Южного федерального университета. Технические науки*. 2010;104(3):77–82.

References

1. *Grinberg Ya. S.* The squid based precise measuring instruments creation problems. In: Golyshev N. V. (ed.). *Bio magnetic research*. Novosibirsk: State Technical University of Novosibirsk; 2000, pp. 17–19. (In Russ.)

2. *Boormistrov E. V.* *The high-temperature squid based gradiometer for unshielded area work: PhD (Phys.-Math.)*. Moscow; 2009. (In Russ.)

3. *Korshakov E. V., Pavlov B. V.* A navigational support of airborne physical fields measurements. *South Federal University reports. The Technical Science*. 2010;104(3):77–82. (In Russ.)

Информация об авторах

Поленов Виктор Сидорович – доктор физико-математических наук, профессор, старший научный сотрудник, Военно-воздушная акаде-

мия имени профессора Н. Е. Жуковского и Ю. А. Гагарина, Россия, 394064, г. Воронеж, ул. Старых Большевиков, 54А.

Ницак Дмитрий Анатольевич – кандидат технических наук, начальник отдела, Военно-воздушная академия имени профессора Н. Е. Жуковского и Ю. А. Гагарина, Россия, 394064, г. Воронеж, ул. Старых Большевиков, 54А, e-mail: dima_nitsak@mail.ru.

Information about the authors

Viktor S. Polenov – Dr. Sc. (Phys.Math.), Professor, Senior Research Assistant, Air Force Academy named after Professor N. E. Zhukovsky and Y. A. Gagarin, 54A Saryh Bolshevikov Str., Voronezh, 394064, Russia.

Dmitry A. Nitsak – Cand. Sc. (Eng.), Head of Department, Air Force Academy named after Professor N. E. Zhukovsky and Y. A. Gagarin, 54A Saryh Bolshevikov Str., Voronezh, 394064, Russia, e-mail: dima_nitsak@mail.ru.

Поступила / Received: 15.04.2019

Принята в печать / Accepted: 25.06.2019