

Шереметьева О.В., Кролевец А.Н.

Камчатский государственный университет, г. Петропавловск-Камчатский, fluer@kgpi.ru

Введение

Естественное магнитное поле Земли, порождающееся токами в ядре Земли и в магнитосфере, испытывает постоянные возмущения. Источники этих возмущений находятся в жидком ядре, магнитосфере, ионосфере, литосфере, на Солнце [1, 3, 6]. Причиной локальных геомагнитных вариаций (ГМВ) могут служить сейсмические процессы [3]. Имеются попытки использовать особенности ГМВ в качестве прогностических признаков при предсказании землетрясений. Это значит, что суммарный регистрируемый эффект ГМВ зависит как от процессов планетарного масштаба, так и от локальных местных процессов. Разделение разных источников ГМВ и оценка вклада каждого из процессов окончательно не выполнены. Некоторые из ГМВ носят регулярный характер. Хорошо изучены суточные вариации, которые разделяют на солнечно-суточные с периодом, равным продолжительности солнечных суток (24 ч), и лунно-суточные, связанные с положением Луны, период которых составляет 25.8 ч для волны O_1 и 12.4 ч для волны M_2 [5]. Считается, что магнитное поле суточных вариаций имеет источники в верхних слоях атмосферы – в E-слое ионосферы [6]. Этими источниками являются кольцевые токи, порождённые главным геомагнитным полем Земли в движущихся массах проводящего воздуха, и текущие на расстоянии около 100 км над поверхностью Земли и остающиеся неподвижными между Солнцем и Землёй. Полный ток в дневном контуре для солнечно-суточных вариаций составляет 62000 А в равноденствие и 89000 А во время солнцестояния. Для лунно-суточных ГМВ – соответственно 5300 А и 11000 А. Особенности ГМВ с периодами лунных приливных волн менее изучены. По нашему мнению, планетарные источники и кольцевой ток в ядре Земли откликаются на приливные воздействия. Однако, до выполнения прямых оценок, роль каждого из источников остаётся неясной. Целью настоящей работы является оценка ГМВ, возникающих вследствие приливных деформаций кольцевых токов - источников геомагнитного поля.

Природа приливных вариаций планетарного геомагнитного поля

Магнитное поле Земли порождается токами, которые протекают в ядре Земли и магнитосфере. Будем предполагать, что приливные деформации токовых контуров магнитосферы и ядра Земли порождают ГМВ с приливными частотами. Рассмотрим вклад каждого из токовых контуров по отдельности.

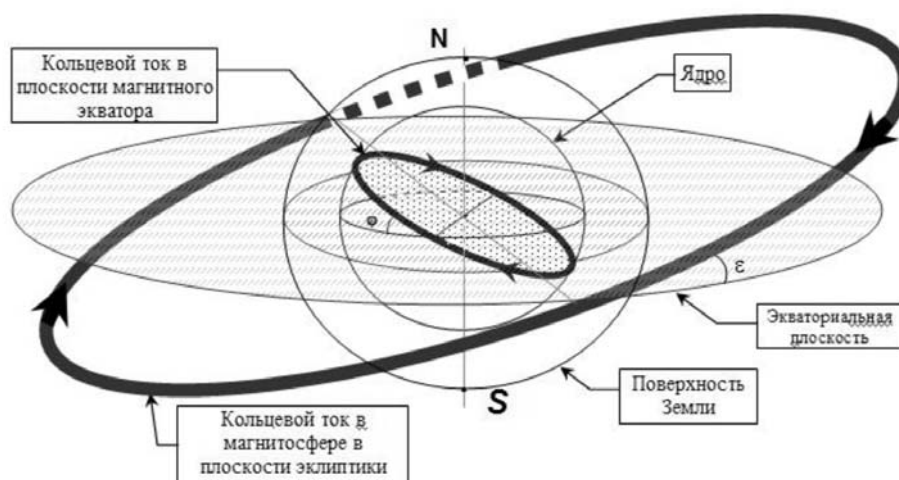


Рис. 1. Принятая модель кольцевого тока в ядре и магнитосфере Земли. Вид со стороны нулевого меридиана.

Деформации кольцевого тока в ядре. Предположим, что ток, протекающий в ядре, сосредоточен в плоскости магнитного экватора (рис. 1). Приливные деформации испытывает весь объём Земли, а с ним и ядро. Это приводит к деформации контура кольцевого тока. В результате такой деформации ток движется по деформированному контуру. Исчезновение тока в недеформированном контуре и появление его в деформированном сводится к появлению квадрупольной составляющей ГМВ с приливными частотами в масштабе планеты. Покажем это и выполним соответствующие оценки. Рассмотрим (на выноске рис. 2) один из четырёх сегментов, образованных при пересечении недеформированного и испытывающего приливную деформацию контуров (рис. 2). Разобьём недеформированный контур на элементы $d\vec{\ell}$, каждый с током I_0 . В результате приливных деформаций ядра каждый из элементов $d\vec{\ell}$ недеформированного контура смещается на вектор \vec{h} приливной деформации. Смещение из-за приливных деформаций элементов тока эквивалентно наложению на недеформированный контур замкнутых заполняющих сегменты целиком элементарных контуров с током I_0 . Токи смежных сторон соседних элементарных контуров компенсируют друг друга. Аналогично компенсируют друг друга ток недеформированного контура и наложенные на него токи всех элементарных контуров. Магнитный момент каждого элементарного контура рассчитывался по формуле [4]:

$$d\vec{M} = \left[d\vec{\ell} \times \left(\vec{h} \cdot \frac{r_{core}}{r_E} \right) \right] = \frac{r_{core}}{r_E} \cdot I \cdot [d\vec{r}_{core} \times \vec{h}], \quad (1)$$

где r_{core} - радиус ядра Земли, r_E - радиус Земли. Приливная составляющая магнитного поля вычислялась как суммарный вклад всех элементарных контуров четырёх сегментов и является источником ГМВ с приливными частотами.

Величина электрического тока I , протекающего в ядре и порождающего магнитное поле $B=5 \cdot 10^5$ Тл на расстоянии $r=2878$ км, оценивается по формуле $I \approx \frac{4\pi \cdot B \cdot r^2}{\mu \cdot S}$, где μ - магнитная

постоянная, S - площадь области, ограниченной токовым контуром [4]. Вектор приливных деформаций \vec{h} оценим следующим образом: во-первых, для каждой из приливных волн будем считать \vec{h} сонаправленным вектору приливной силы $(-\vec{\nabla}W)$, где

$$W_{O1} = A_{O1} \cdot \sin(2\varphi) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{T_{O1}} \cdot t + \lambda - \lambda_0\right), \quad (2)$$

$$W_{M2} = A_{M2} \cdot \cos^2(\varphi) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{T_{M2}} \cdot t + 2(\lambda - \lambda_0)\right), \quad (2')$$

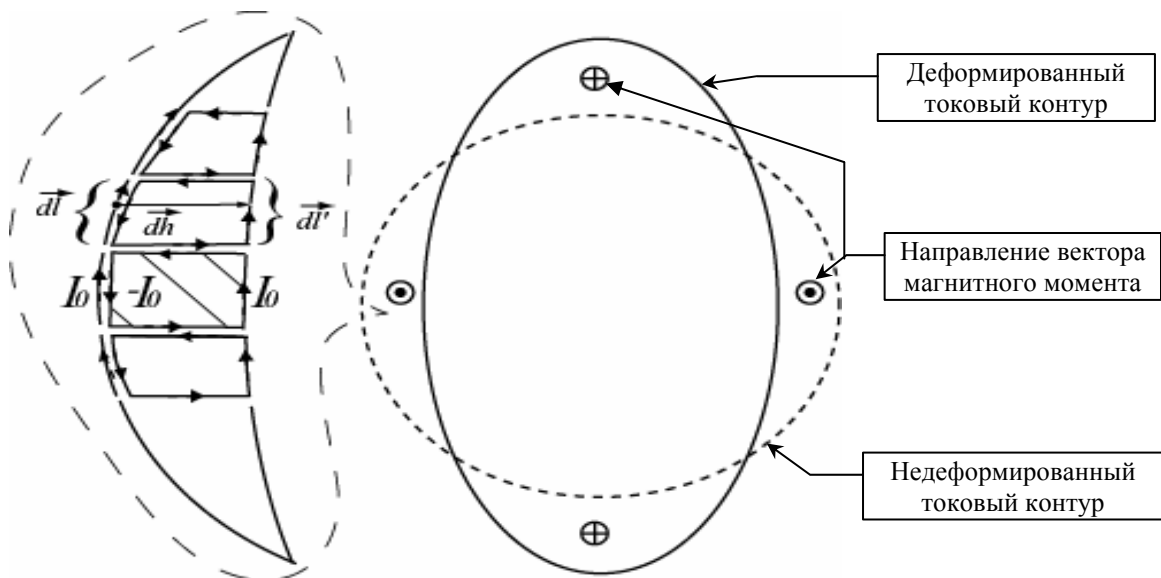


Рис. 2. Изменение формы токового контура в результате воздействия суточных приливных волн (вид со стороны южного магнитного полюса).

и T_{O1} , T_{M2} – периоды приливных волн O_1 и M_2 , φ – широта, λ – долгота, λ_0 – долгота точки наблюдения, A_{O1} , A_{M2} – амплитуды приливных волн O_1 и M_2 , t – время, отсчитываемое для каждой волны с момента, когда в точке наблюдения (λ_0) соответствующий приливный потенциал принимает максимальное значение; во-вторых, приливное смещение элементов поверхности жидкого ядра и токовых элементов магнитосферы считаем равными тем, какие были бы в полностью жидком теле [5]:

$$h_z = \frac{W}{g}, \quad (3)$$

где g – ускорение свободного падения. После выполнения дифференцирований (2) и (2') и использования (3) имеем следующие выражения для компонент вектора приливных деформаций \vec{h} для волны O_1 :

$$h_x = 2 \cdot \frac{A_{O1}}{g} \cdot \frac{r_{core}}{R_E} \cdot \cos(2\varphi) \cdot \cos(\Phi_{O1}),$$

$$h_y = 2 \frac{A_{O1}}{g} \cdot \frac{r_{core}}{R_E} \cdot \sin(\varphi) \cdot \sin(\Phi_{O1}),$$

$$h_z = \frac{A_{O1}}{g} \cdot \frac{r_{core}}{R_E} \cdot \sin(2\varphi) \cdot \cos(\Phi_{O1}),$$

и для волны M_2 :

$$h_x = 2 \frac{A_{M2}}{g} \cdot \frac{r_{core}}{R_E} \cdot \cos(\varphi) \cdot \sin(\Phi_{M2}),$$

$$h_y = -\frac{A_{M2}}{g} \cdot \frac{r_{core}}{R_E} \cdot \sin(2\varphi) \cdot \cos(\Phi_{M2}),$$

$$h_z = \frac{A_{M2}}{g} \cdot \frac{r_{core}}{R_E} \cdot \cos^2(\varphi) \cdot \cos(\Phi_{M2}),$$

где $\Phi_{O1} = \frac{2\pi}{T_{O1}} \cdot t + \lambda - \lambda_0$, а $\Phi_{M1} = \frac{2\pi}{T_{M1}} \cdot t + 2(\lambda - \lambda_0)$ – фазы приливных волн.

Амплитуды A_{O1} и A_{M2} совпадают с амплитудами изменения приливного потенциала в точках со значениями широты $\varphi=45^\circ$ для волны O_1 и $\varphi=0^\circ$ для волны M_2 . Эти амплитуды подвержены вековым (18.6-летним) вариациям. Для вычислений выбран 1997 г. Вычисления проведены для всех географических широт и долгот с шагом 5° . В точках с соответствующими географическими координатами с шагом 1 ч выполнены прямые вычисления приливного потенциала по значениям склонений Луны и Солнца и расстояний до этих светил. Далее из полученных годовых рядов (для $\varphi=45^\circ$ и $\varphi=0^\circ$) выделялись гармонические составляющие: из первого ряда – с периодом волны O_1 , из второго – с периодом волны M_2 .

Вклад $d\vec{B}$ в магнитные вариации от каждого элементарного контура рассчитывался по формуле Био-Савара-Лапласа [4]:

$$d\vec{B} = \frac{\mu \cdot I \cdot r_{core}}{4\pi \cdot r_E} \left(\frac{3\vec{r} \cdot \left([d\vec{r}_{core} \times \vec{h}] \cdot \vec{r} \right)}{r^5} - \frac{[d\vec{r}_{core} \times \vec{h}]}{r^3} \right), \quad (4)$$

где \vec{r} – радиус-вектор от точки наблюдения к токовому контуру.

Полные вариации $\vec{B} = \int d\vec{B}$ вычислялись для различных фаз приливных волн O_1 и M_2 на

различных широтах. Данная модель позволила оценить значения вариаций магнитной индукции для различных фаз приливных волн O_1 и M_2 на различных широтах. На рис. 3 приведены зависимости амплитуды компоненты B_φ (а) и амплитуды компоненты B_λ (б) вектора вариаций магнитной индукции от географических координат для волны O_1 . На рис. 4 приведены зависимости амплитуды компоненты B_φ (а) и амплитуды компоненты B_λ (б) от географических координат для волны M_2 . Рассчитанные значения амплитуд вариаций составляют для различных

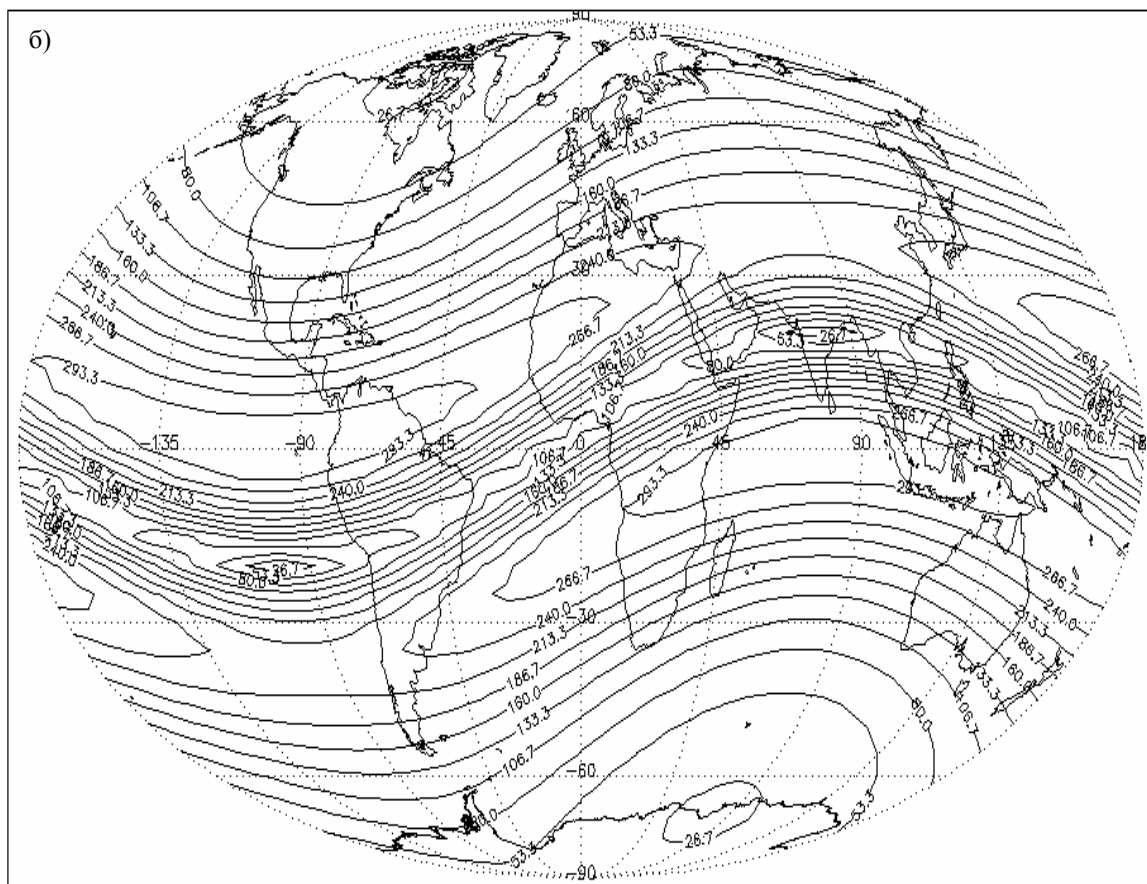
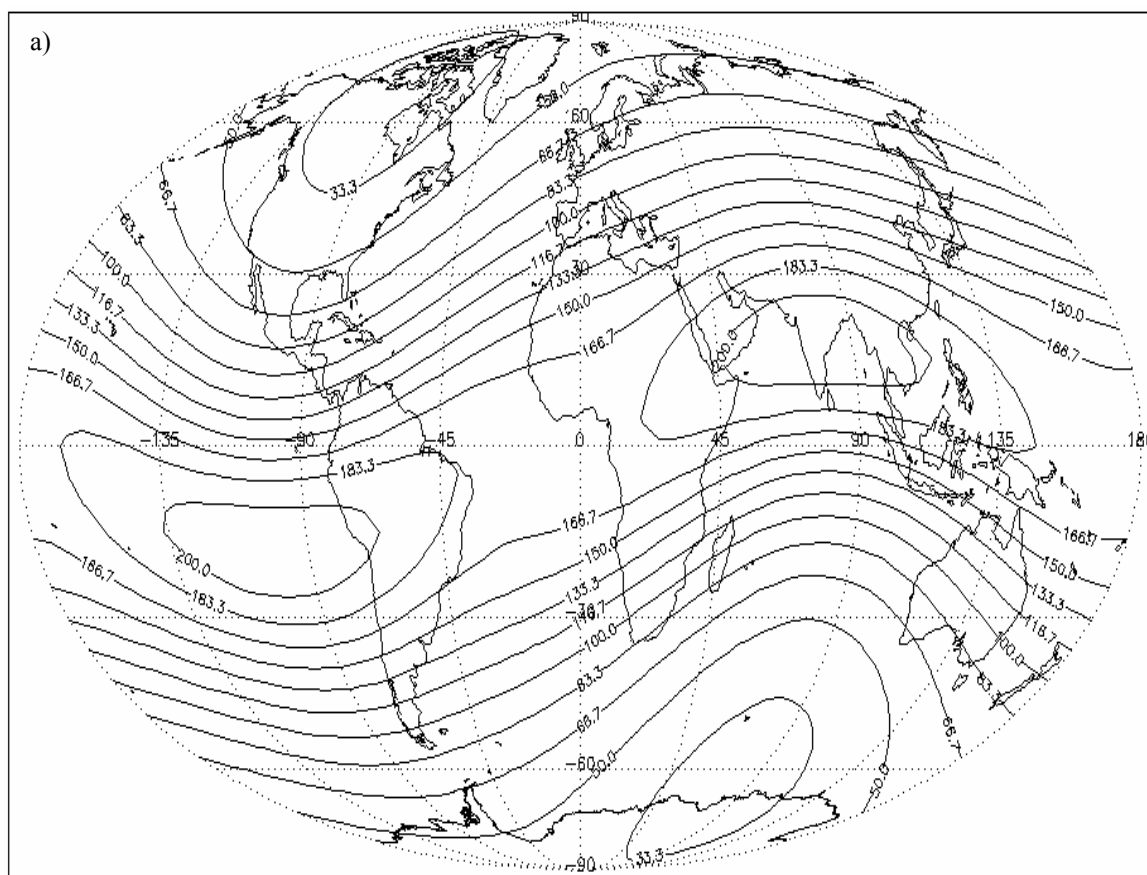


Рис. 3

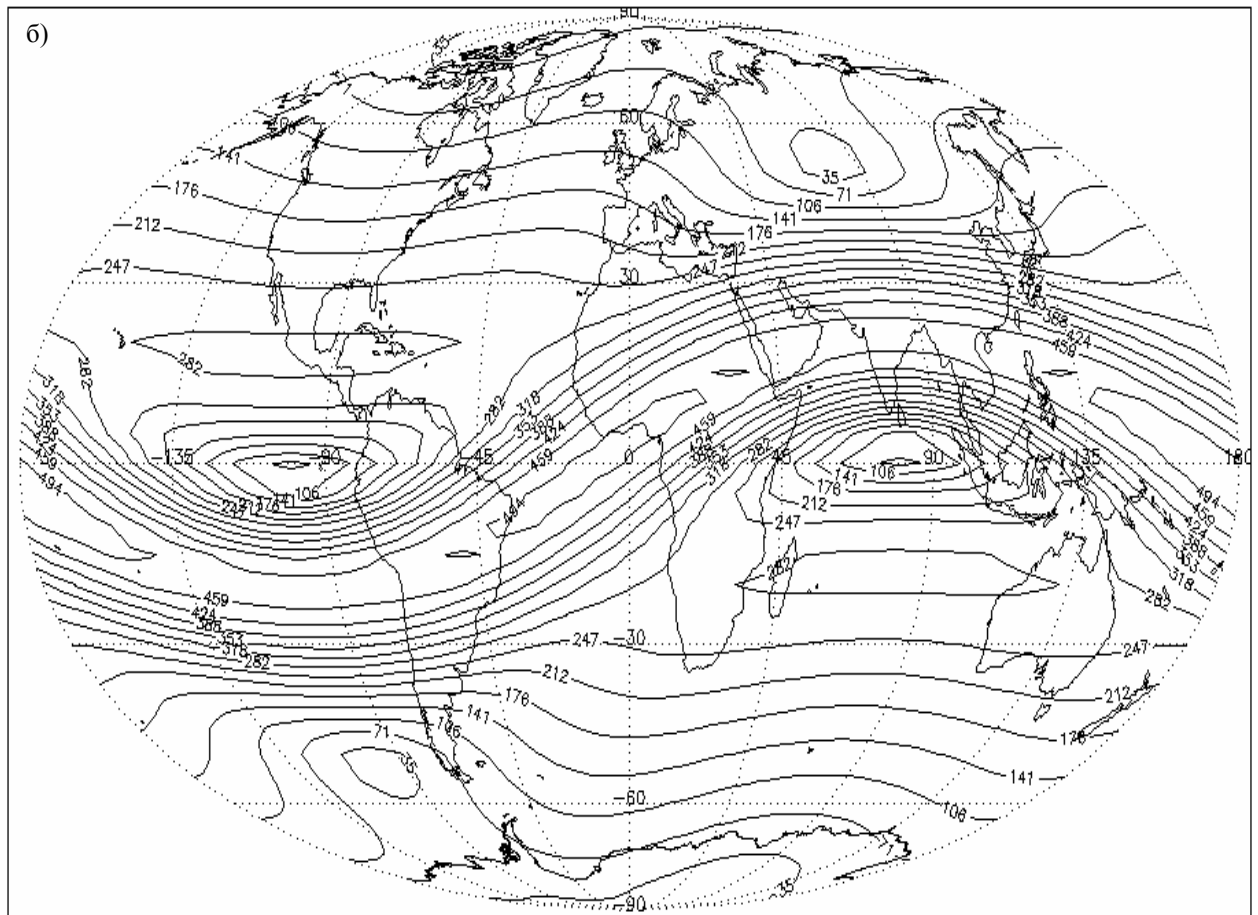
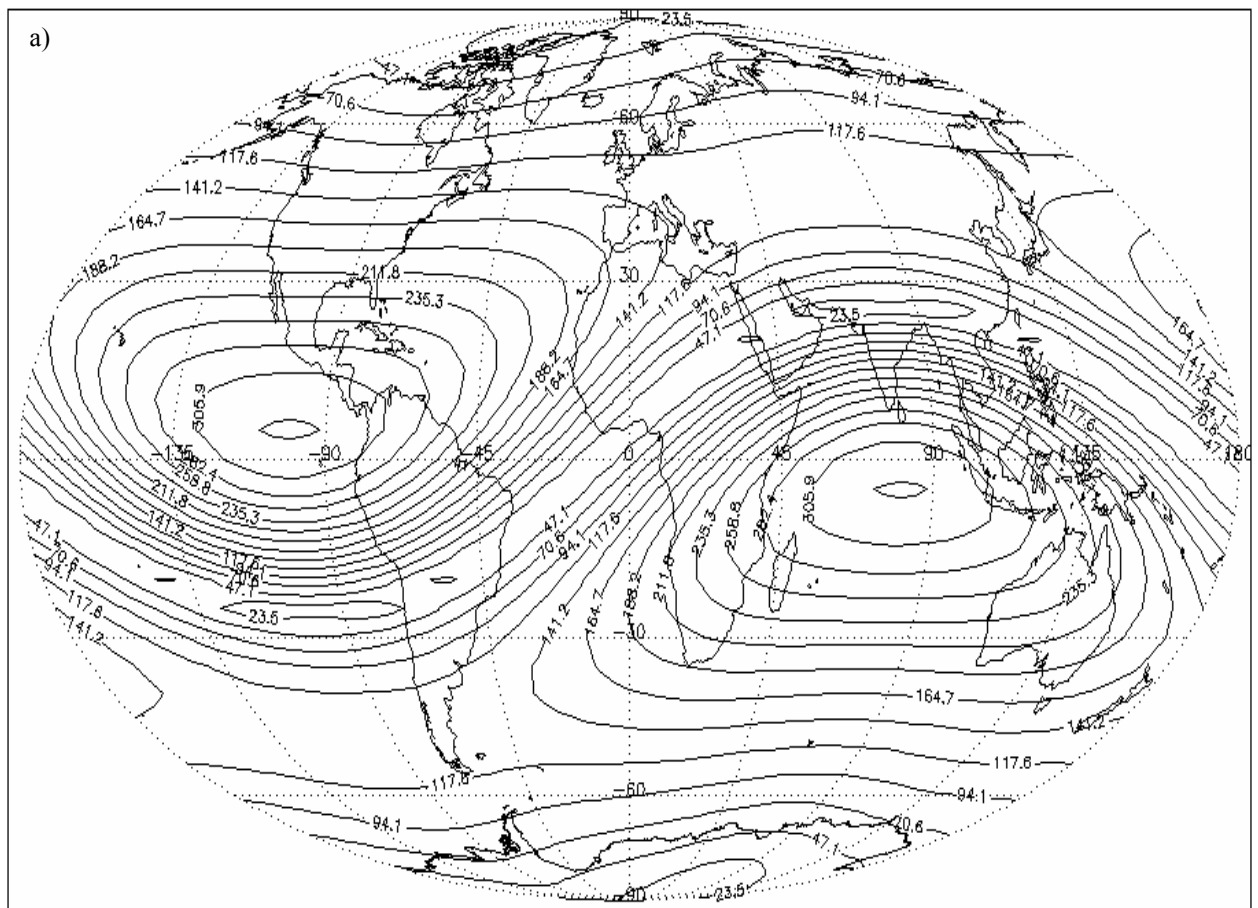


Рис. 4

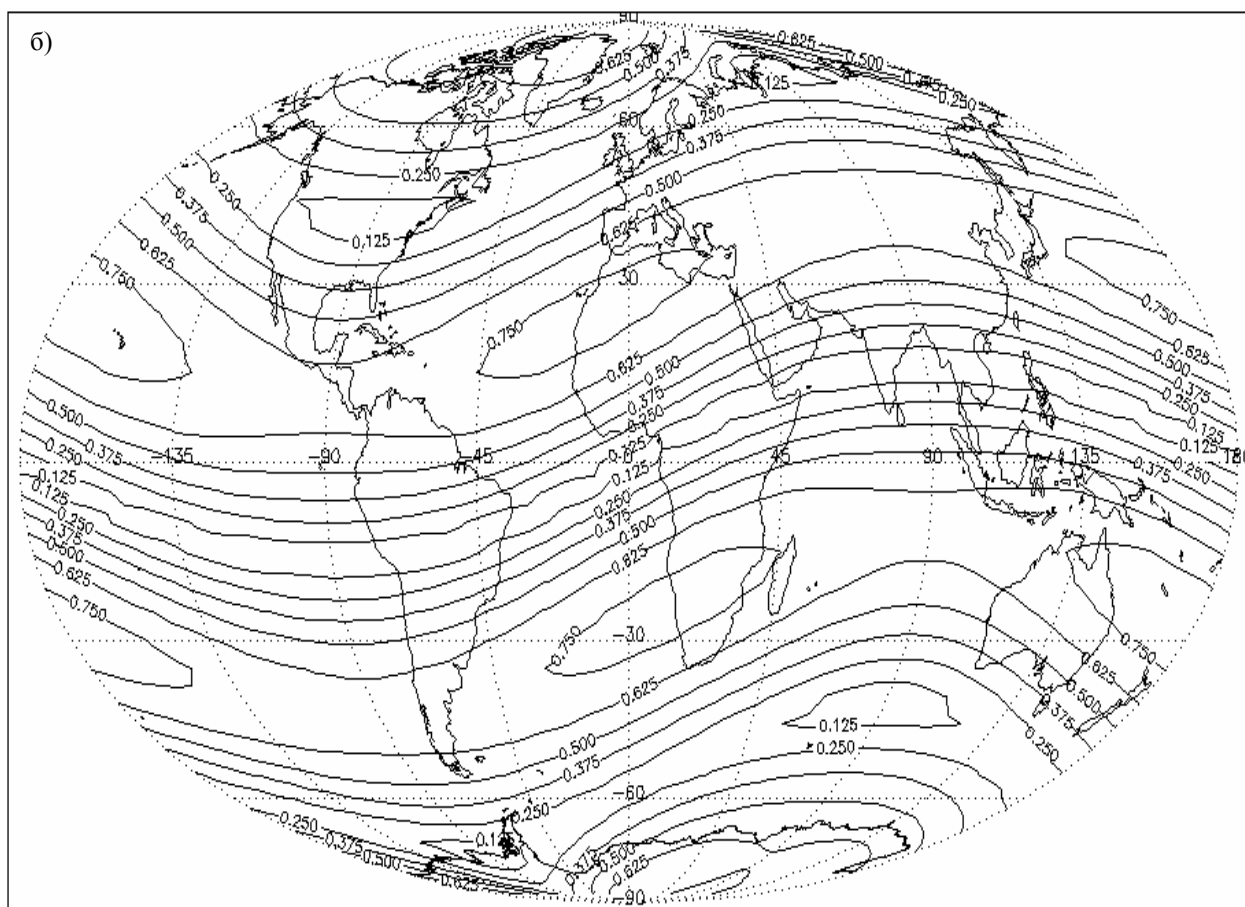
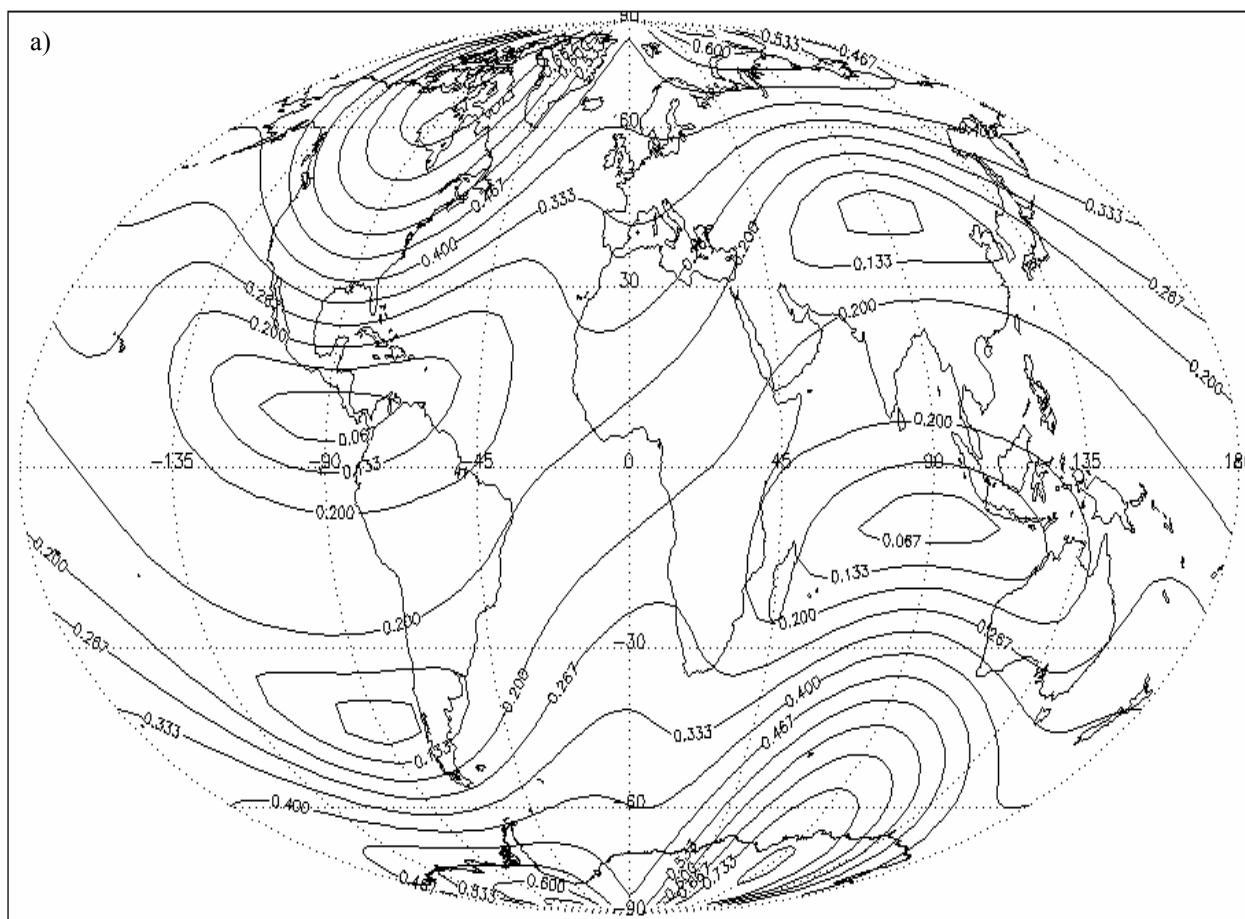


Рис. 5

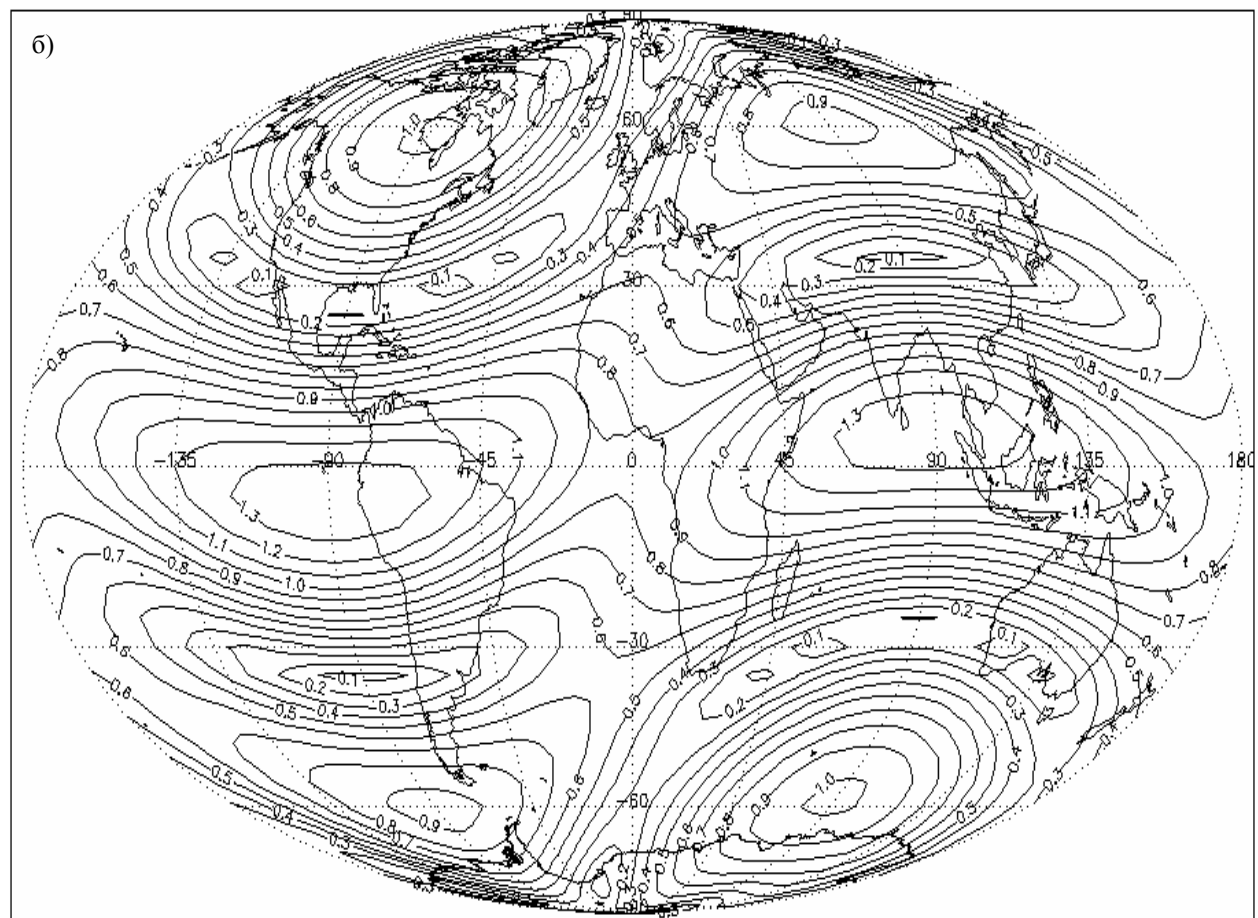
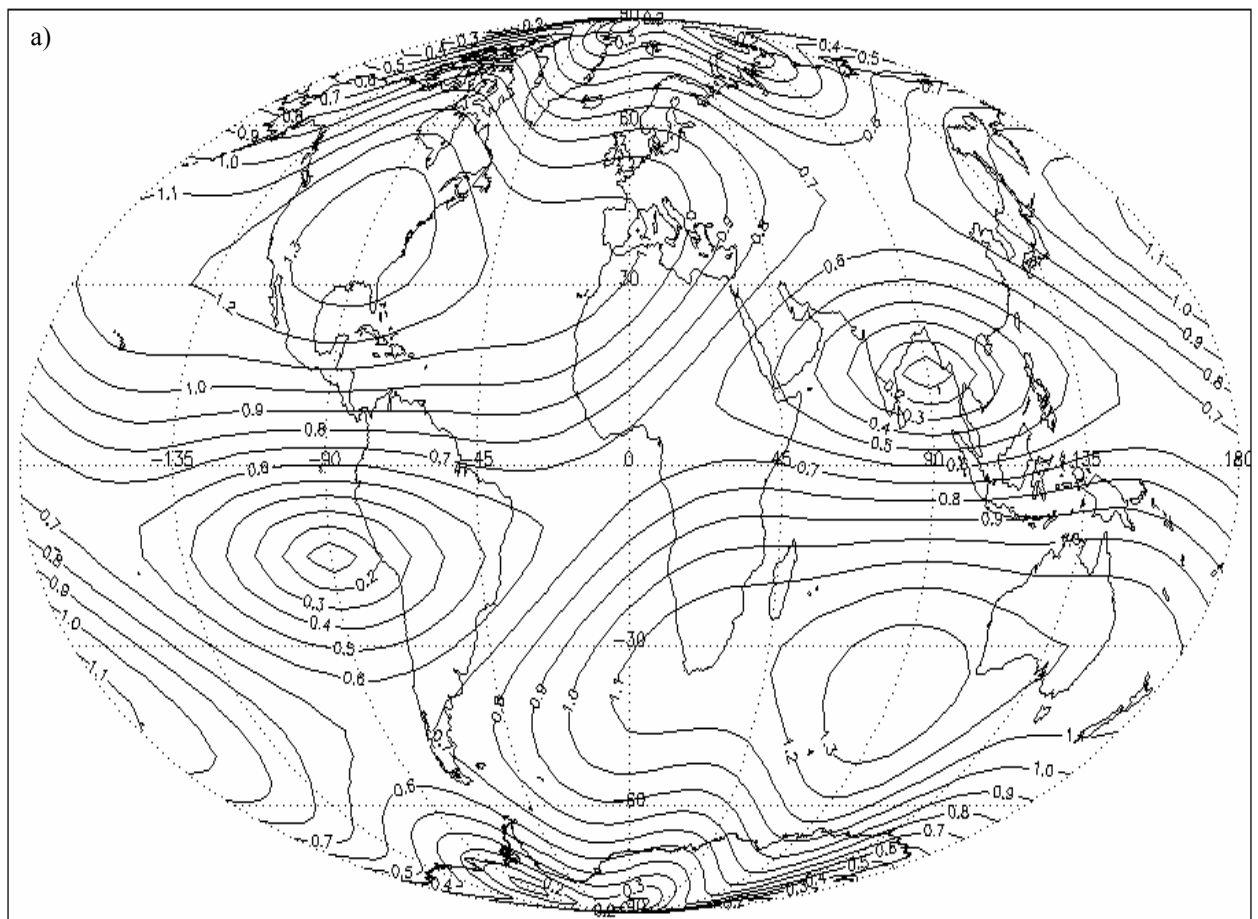


Рис. 6

фаз приливной волны O_1 значения $(50-180) \cdot 10^{-6}$ нТл, а для волны M_2 — значения $(50-90) \cdot 10^{-6}$ нТл. В каждой точке, задающейся географическими координатами, годограф вектора вариаций магнитной индукции описывает эллипс (рис. 7). Стрелкой указано изменение направления вектора вариаций при изменении фазы приливной волны от 0 до 2π . На рис. 7 приведены рассчитанные данные для пос. Паратунка. Эллипс лежит в плоскости, ориентация которой меняется в зависимости от географических координат.

Деформации кольцевого тока в магнитосфере. Оценки ГМВ, которые возникают вследствие приливных деформаций кольцевых токов в магнитосфере на расстояниях 2-7 радиусов Земли, выполнялись аналогично (рис. 1). Эти токи на расстояниях до 5-6 радиусов Земли текут с запада на восток, а начиная с 6 радиусов Земли - с востока на запад [6]. Считаем эти токи сосредоточенными в плоскости эклиптики: один ток на расстоянии пяти радиусов Земли, а другой - на расстоянии семи. При вычислениях учитывался их суммарный вклад в вариации магнитного поля. Вектор вариаций вычислялся по формуле (4) с учётом того, что величина кольцевого тока в магнитосфере составляет порядка 10^6 А [6]. На рис. 5 приведены зависимости амплитуды компоненты V_ϕ (а) и амплитуды компоненты V_λ (б) вектора магнитных вариаций от географических координат для волны O_1 . На рис. 6 приводятся зависимости амплитуды компоненты V_ϕ (а) и амплитуды компоненты V_λ (б) от географических координат для волны M_2 . Рассчитанные значения вектора вариаций магнитной индукции для различных фаз приливной волны O_1 составляют значения 9-15 нТл, а для различных фаз приливной волны M_2 - 1.5-2.5 нТл. Годограф вектора вариаций магнитной индукции с периодами волн M_2 и O_1 описывает в пространстве эллипс (рис. 7). Плоскость эллипса меняет ориентацию в пространстве в зависимости от координат точки наблюдения.

Выводы

Рассчитанные амплитуды вариации вектора магнитной индукции для пос. Паратунка ($\varphi=53^\circ$, $\lambda=158^\circ$) составляют $\sim 10^{-15}$ Тл для источника, находящегося в ядре Земли, и $10^{-9}-10^{-8}$ Тл - для магнитосферного источника. Вектор приливных вариаций магнитной индукции описывает эллипс, ориентация которого изменяется в зависимости от географических координат точки наблюдения и источников вариаций. Компоненты вектора приливных вариаций магнитной индукции изменяются в зависимости от географических координат точки наблюдения и источников вариаций. Выполненные оценки показывают, что эффекты ГМВ, обусловленные деформацией ядра, могут маскироваться эффектами деформаций кольцевого тока магнитосферы.

Список литературы

1. Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Похотелов О.А. Сейсмоэлектромагнитные явления. М.: Наука, 1988. 174 с.
2. Кролевец А.Н., Копылова Г.Н. Приливные составляющие в электротеллурическом поле // Физика Земли. 2003. № 5. С. 251-257.
3. Кролевец А.Н., Шереметьева О.В. Возможный механизм магнитных вариаций // Вулканология и сейсмология. 2004. № 4. С. 16-21.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е. Теория поля. М.: Гостехиздат, 1941. 283 с.
5. Мельхиор П. Земные приливы. М.: Мир, 1968. 374 с.
6. Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1978. 592 с.

широта: 53, долгота: 158
кольцевой ток в магнитосфере

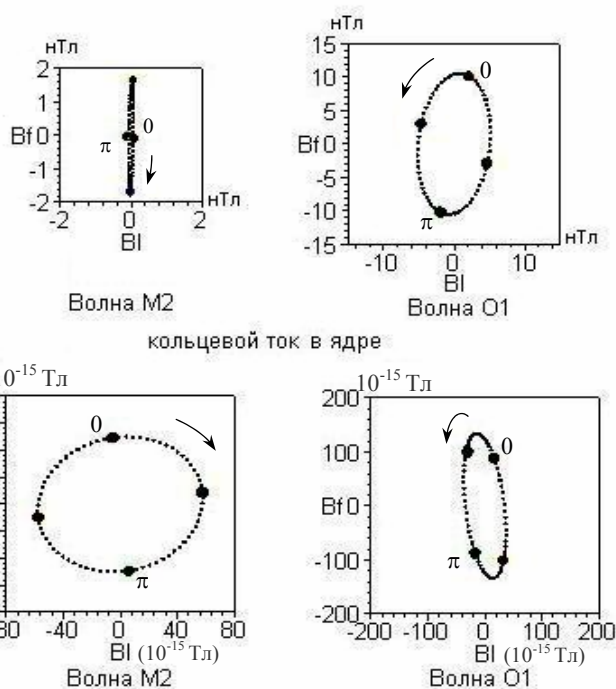


Рис. 7.