

УДК 550.373

В.П. Смагин¹ С.В. Сёмкин²

Владивостокский государственный университет экономики и сервиса
Владивосток. Россия

В.Н. Савченко³

Дальневосточный федеральный университет
Владивосток. Россия

Магнитные индукционные эффекты, сопровождающие подводные землетрясения

Проведено аналитическое и численное исследование магнитных индукционных эффектов, вызванных гидроакустическими волнами, возникающими от подводных землетрясений. Звуковые волны, распространяющиеся в морской воде, приводят к генерации электрических токов за счет действия силы Лоренца (пондеромоторной силы) в геомагнитном поле. Рассмотрено магнитное поле B , индуцированное такими токами в случае, когда звуковая волна распространяется на большие расстояния от источника в океаническом волноводе и существенную роль играет именно волноводный характер её движения в океане. Подробно исследован случай, когда наблюдение звукового волнового поля и индуцированные им эффекты магнитного поля происходят вблизи нестационарного сейсмоакустического точечного источника частоты ω , включающегося в некоторый момент времени. Такой источник может служить моделью подводного извержения или землетрясения с локализованным очагом. На магнитное поле, генерируемое звуковыми волнами как стационарного, так и нестационарного источников, может воздействовать несколько факторов, среди которых влияние дна и свободной поверхности, а также вертикальной стратификации морской среды, как на само звуковое поле, так и на индуцируемое им магнитное поле. Расчеты индуцированного магнитного поля (учитывающего явление самоиндукции магнитного поля) проведены в квазистатическом и магнитоиндукционном приближениях, которые в некоторых ситуациях представляются неоправданными. Подробно исследована, рассчитана и проанализирована пространственно-временная структура индукционных эффектов магнитного поля для нескольких моделей возбуждаемых землетрясениями акустических волн, среди которых наиболее простой моделью является точечный источник в безграничной однородной океанической среде. В случае нестационарного источника акустических волн расчеты показали, что динамику изменения со временем магнитного поля можно разделить на два этапа – переходной и стационарный режимы. Амплитуда индуцированного магнитного поля в стационарном режиме падает обратно пропорционально квадрату расстояния до источника (в то время как амплитуда колебаний акустического давления и скорости падает медленнее – обратно пропорционально расстоянию). Установлено в ряде случаев существование магнитного предвестника прихода акустической волны. Учет самоиндукции в магнитоиндукционном приближении в большинстве рассмотренных случаев приводит к уменьшению амплитуды колебаний поля в стационарном режиме по сравнению с квазистатическим решением.

Ключевые слова и словосочетания: землетрясения, океан, магнитная индукция, квазистатическое приближение, самоиндукция, магнитоиндукционное приближение.

¹ Виктор Павлович Смагин – д-р физ.-мат. наук, зав. лаб. геофизических полей; 690014, Россия, Владивосток, ул. Гоголя, 41; e-mail: Li15@rambler.ru.

² Сергей Викторович Сёмкин – канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры информационных технологий и систем; 690014, Россия, Владивосток, ул. Гоголя, 41; e-mail: Li15@rambler.ru.

³ Валерий Нестерович Савченко – д-р физ.-мат. наук, кафедра общей и экспериментальной физики Школы естественных наук; e-mail: vanes.sav@yandex.ru.

V.P. Smagin, S.V. Semkin

Vladivostok State University of Economics and Service
Vladivostok, Russia

V.N. Savchenko

Far Eastern Federal University
Vladivostok, Russia

Magnetic induction effects caused by an underwater earthquake

An analytical and numerical study of magnetic inductive effects caused by hydroacoustic waves arising from underwater earthquakes is carried out. Sound waves propagating in sea water lead to the generation of electric currents due to the action of the Lorentz force (ponderomotive force) in the geomagnetic field. A magnetic field induced by such currents is considered in the case when a sound wave propagates over long distances from a source in an oceanic waveguide and an essentially important role is played by the waveguide character of its motion in the ocean. The case in which the observation of an acoustic wave field and the magnetic field effects induced by it occur in the vicinity of a nonstationary seismoacoustic point source of frequency that is turned on at a certain instant of time has been studied in detail. Such a source can serve as a model of an underwater eruption or an earthquake with a localized focus. The magnetic field generated by sound waves of both stationary and non-stationary sources can be affected by several factors, including the influence of the bottom and the free surface, as well as the vertical stratification of the marine environment, both on the sound field itself and on the magnetic field induced by it. Calculations of the induced magnetic field were carried out in the quasistatic and magnetoinductive approximations (which takes into account the phenomenon of self-induction of the magnetic field), which in some situations seem unjustified. The space-time structure of the induction effects of the magnetic field for several models of acoustic waves excited by earthquakes is calculated and analyzed in detail, among which the simplest model is a point source in an infinite homogeneous oceanic medium. In the case of a non-stationary source of acoustic waves, calculations have shown that the dynamics of the variation with time of the magnetic field can be divided into two stages-transition and stationary regimes. The amplitude of the induced magnetic field in the stationary mode falls off in inverse proportion to the square of the distance to the source (while the amplitude of the oscillations of acoustic pressure and velocity decreases more slowly - inversely proportional to the distance). In a number of cases, there has been established the existence of a magnetic precursor for the arrival of an acoustic wave. Taking into account the self-induction in the magnetoinduction approximation in the majority of the cases considered leads to a decrease in the amplitude of the field oscillations in the steady-state regime in comparison with the quasistatic solution.

Keywords: earthquake, ocean, magnetic induction, quasi-static approximation, self-induction.

Введение

Многие процессы в Мировом океане (океаносфере), такие как подводные землетрясения, извержения вулканов, подводные взрывы и т.д., сопровождаются генерацией звуковых волн в толще океанских вод. Многочисленные наблюдения [6] свидетельствуют о том, что подводные землетрясения, способные вызывать гигантские волны, цунами, имеют магнитуду не менее семи баллов. Такие землетрясения одновременно являются и мощным источником короткопериодных (0,5–1,5 с) звуковых волн в воде [6; 11]. На распространение длинных акустических волн в океане определяющее влияние оказывает существование дна и свободной поверхности, что может приводить к волноводному распространению звука. Подводный волновод образуется слоем воды в океане, ограниченным сверху свободной поверхностью

(практически идеальным отражателем) и снизу дном моря, скорость звука в котором больше скорости звука в воде. Еще более интересен волновод, создающийся в самой толще воды, в силу слоистой неоднородности (стратификации) акустических свойств воды океана по вертикали: на некоторой глубине (обычно на нескольких сотнях метров под поверхностью) скорость звука в воде минимальна и возрастает к поверхности океана, где расположены прогреваемые солнцем слои воды (скорость звука в воде, в отличие от других жидкостей, растет с температурой), и книзу – вследствие повышения гидростатического давления (скорость звука во всех жидкостях растет с повышением давления). Слой, содержащий уровень минимальной скорости, является *волноводом*, так как лучи, пересекающие этот уровень под малыми углами к горизонтали, испытывая рефракцию в более высоких и более глубоких слоях, возвращаются к этому уровню.

Лучи, удерживаемые *подводным волноводом* (или *каналом*, как часто называют естественные волноводы), не доходят ни до дна, где они могли бы частично проникнуть в грунт, ни до волнующейся поверхности, где они могли бы испытать рассеяние; поглощение же в воде сравнительно мало, и поэтому звук в волноводе распространяется на весьма большое расстояние с малым ослаблением. В качестве примера укажем, что звук взрыва тротилового заряда весом всего 2,7 кг был обнаружен гидрофоном, расположенным в канале на расстоянии 5750 км от взрыва. На преодоление этого расстояния звук затратил более одного часа. Пришедший звук резко отличался от короткого импульса самого взрыва: он растянулся на целую минуту, что соответствует в пространстве протяженности звуковой волны около 90 км. Такое расплывание сигнала характерно для волноводного распространения импульсов: оно вызвано дисперсией скорости звука в волноводе. Мы увидим, что без искажения в волноводе могут распространяться только некоторые типы гармонических волн. Дисперсия приводит к тому, что убывание звукового давления вдоль волновода в негармонической волне происходит не просто соответственно степени расхождения волны, так как волна не только расходится в стороны, но и растягивается вдоль направления распространения. Здесь приходится встречаться с очень сложными законами, а всю задачу о распространении негармонического сигнала приходится решать методом Фурье, разлагая сигнал на его гармонические составляющие.

Главная трудность изучения распространения звука в волноводах заключается в том, что даже при одной частоте в данном волноводе могут существовать волны, меняющие форму при распространении. Гармонические волны, распространяющиеся без изменения формы, называют нормальными волнами данного волновода. Можно показать, что любая гармоническая волна может быть представлена в виде суперпозиции таких нормальных волн.

Поскольку эти волны распространяются в проводящей среде в геомагнитном поле, они индуцируют электрические токи, магнитные поля которых могут быть измерены не только в воде, но и над её поверхностью, где нет самих акустических волн [3; 4]. Расчету таких магнитных индуцированных полей и посвящена данная работа.

1. Индукционные сейсмомагнитные эффекты нормальных акустических мод

Задавая тем или иным образом поле акустических скоростей $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, порожденное подводным землетрясением, согласно закону Ома, можно рассчитать индуцированные электрические токи в морской воде $\mathbf{j} = \sigma[\mathbf{v}, \mathbf{F}]$, обусловленные силами Лоренца, где σ – электропроводность морской воды, \mathbf{F} – вектор индукции геомагнитного поля (везде далее полужирным шрифтом обозначены векторы), а зная электрические токи – найти индуцированное магнитное поле по закону Био-Савара-Лапласа, как многие, и мы в том числе, делали неоднократно ранее [8; 9]:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 \sigma}{4\pi} \int \frac{[\mathbf{v}(\mathbf{r}'), \mathbf{F}], (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}' . \quad (1.1)$$

В монографии [8], а затем в работе [10] было рассчитано индуцированное электромагнитное поле гармонической акустической волны в безграничном океане. Здесь мы продолжим исследование и рассмотрим модель океана как акустического волновода постоянной глубины H , ограниченного сверху свободной поверхностью, а снизу упругим полупространством, представляющим донное основание океаносферы. В районах постоянной глубины океан можно рассматривать как волновод, ограниченный дном и свободной поверхностью воды. Для низких частот можно пренебрегать неровностями дна и неровностью свободной поверхности, вызванной морским волнением, и считать границы волновода плоскими. Кроме того, можно пренебрегать и неоднородностью среды, вызываемой изменением температуры и гидростатического давления с глубиной. Практически, если при данной частоте возможно распространение лишь нескольких первых номеров нормальных волн, то море можно рассматривать как однородный плоскопараллельный слой, лежащий на упругом полупространстве – морском грунте. Морской грунт вообще – упругое твердое тело, неоднородное по глубине. Найти нормальные волны в волноводе, ограниченном таким упругим телом, весьма сложно. Но некоторые основные черты моря как волновода можно представить себе, упрощая задачу: аппроксимируя грунт жидким однородным полупространством с некоторыми эффективными значениями плотности и сжимаемости (так называемая модель «*твердой жидкости*» [2]). Пренебрегая стратификацией морской воды, будем считать ее однородной средой, характеризующейся плотностью ρ_0 и скоростью звука c_0 . Будем полагать, что снизу океан ограничен однородной изотропной средой с плотностью ρ_1 и скоростью звука c_1 и что в этой океанской среде распространяются только продольные акустические волны.

Вычисленное в рамках этой модели акустическое давление плоской волны частотой ω , распространяющейся в направлении оси x без диссипации энергии в грунт, равно [2]:

$$P = -iP_0 e^{ik_z H} \sin k_z (H - z) \cdot e^{ik_x x} . \quad (1.2)$$

Оси x и y системы координат горизонтальны, ось z направлена вертикально вверх, начало координат находится на дне. Волновые числа k_x и k_y связаны соотношением $k_x^2 + k_z^2 = k^2$, $k = \omega / c_0$, при этом k_z является решением уравнения

$$k_z H = \frac{2l-1}{2} \pi + \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{(1-n^2)k^2 - k_x^2}}{mk_z}, \quad (1.3)$$

где $l=1,2,3,\dots$ – номер нормальной моды, $m = \rho_1 / \rho_0$, $n = c_0 / c_1$, $n < 1$.

Используя (1.2) и равенство $\mathbf{v} = \frac{1}{i\rho_0\omega} \operatorname{grad} P$, вычислим компоненты скорости волны:

$$\begin{aligned} v_z &= \frac{P_0 e^{ik_z H}}{\rho_0 \omega} k_z \cos k_z (H-z) \cdot e^{ik_x x}, \\ v_x &= -i \frac{P_0 e^{ik_z H}}{\rho_0 \omega} k_x \sin k_z (H-z) \cdot e^{ik_x x}, \\ v_y &= 0. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Подставляя (1.4) в (1.1), получим связь между компонентами B_i индуцированного поля \mathbf{B} в точке с координатами $(0,0,h)$ и компонентами F_j геомагнитного поля \mathbf{F} там же, которую запишем в матричном виде:

$$B_i = D_j F_j, \quad \text{где } D_{ij} = \frac{\mu_0 \sigma}{2\pi} \int \frac{G_{ij} dx' dz'}{x'^2 + (h-z')^2}, \quad (1.5)$$

$$G_{ij} = \begin{pmatrix} v_z (h-z') & 0 & -v_x (h-z') \\ 0 & -v_x x' + v_z (h-z') & 0 \\ v_z x' & 0 & -v_x x' \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

Таким образом, величина и направление индуцированного поля определяются величиной и направлением \mathbf{F} и ненулевыми компонентами матрицы D_j . Выполнив двойное интегрирование, этим ненулевым компонентам придадим такой вид: при значениях $h > H$ (точка наблюдения находится над поверхностью моря):

$$\begin{aligned} D_{11} &= A \frac{k_z}{k^3} \left(k_x e^{-k_x (h-H)} - e^{-k_x h} (k_x \cos k_z H - k_z \sin k_z H) \right), \\ D_{13} &= A \frac{ik_x}{k^3} \left(k_z e^{-k_x (h-H)} - e^{-k_x h} (k_x \sin k_z H + k_z \cos k_z H) \right), \\ D_{31} &= D_{11}, \quad D_{33} = D_{13}, \quad D_{22} = D_{11} + D_{33}; \end{aligned} \quad (1.7)$$

а при значениях $h < H$ (точка наблюдения находится под поверхностью моря, в толще морских вод):

$$\begin{aligned}
 D_{11} &= A \frac{k_z}{k^3} \left(k_x e^{-k_x(H-h)} - e^{-k_x h} (k_x \cos k_z H - k_z \sin k_z H) - 2k_z \sin k_z (H-h) \right), \\
 D_{13} &= A \frac{ik_x}{k^3} \left(-k_z e^{-k_x(H-h)} - e^{-k_x h} (k_x \sin k_z H + k_z \cos k_z H) + 2k_z \cos k_z (H-h) \right), \\
 D_{31} &= A \frac{k_z}{k^3} \left(-k_x e^{-k_x(H-h)} - e^{-k_x h} (k_x \cos k_z H - k_z \sin k_z H) + 2k_x \cos k_z (H-h) \right), \\
 D_{33} &= A \frac{ik_x}{k^3} \left(k_z e^{-k_x(H-h)} - e^{-k_x h} (k_x \sin k_z H + k_z \cos k_z H) + 2k_x \sin k_z (H-h) \right), \\
 D_{22} &= D_{11} + D_{33}, \quad A = \frac{\mu_0 \sigma P_0 e^{ik_x H}}{2\rho_0 c_0}.
 \end{aligned} \tag{1.8}$$

При выборе значения $h = H$ формулы (1.7) и (1.8) совпадают и приводят к следующим значениям коэффициентов матрицы D_{ij} :

$$\begin{aligned}
 D_{11} &= A \frac{k_z}{k^3} \left(k_x - e^{-k_x H} (k_x \cos k_z H - k_z \sin k_z H) \right), \\
 D_{13} &= A \frac{ik_x}{k^3} \left(k_z - e^{-k_x H} (k_x \sin k_z H + k_z \cos k_z H) \right), \\
 D_{31} &= D_{11}, \quad D_{33} = D_{13}, \quad D_{22} = D_{11} + D_{33}.
 \end{aligned} \tag{1.9}$$

Коэффициенты D_{ij} , вычисленные по формулам (1.9), зависят от частоты $\omega = c_0 k$ и номера l нормальной моды. Если рассмотреть первую нормальную моду, которая возбуждается при волновых числах, определяемых неравенством $k \geq k_{кр} = \frac{1}{2H} \frac{\pi}{\sqrt{1-n^2}}$, то численный расчет показывает, что коэффициенты D_{ij} (и, следовательно, компоненты индуцированного магнитного поля) убывают при росте k , имея максимум при $k = k_{кр}$. Эти максимальные значения таковы:

$$\begin{aligned}
 D_{11}^{\max} &= \frac{2AH}{\pi} (1-n^2)^{3/2} \left(1 + \frac{1}{n} \exp\left(-\frac{\pi n}{2\sqrt{1-n^2}}\right) \right), \\
 D_{13}^{\max} &= \frac{2iAH}{\pi} (1-n^2)^{3/2} \left(1 - n \exp\left(-\frac{\pi n}{2\sqrt{1-n^2}}\right) \right).
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

Величина индукционного магнитного поля $B_{инд}$ имеет порядок $B_{инд} \sim \frac{\mu_0 \sigma P_0 H F}{\rho_0 c_0}$,

где P_0 – акустическое давление в точке наблюдения. Подставляя в эту формулу численные значения физических характеристик моря, получим $B_{инд} \sim 10^{-13} P_0$.

Таким образом, чтобы оценить возможность измерения $B_{инд}$, нужно знать порядок акустического давления P_0 , соответствующего наблюдаемым акустическим волнам. В работе [11] приведены данные акустических измерений на расстояниях порядка нескольких сотен километров от места землетрясения. Согласно этим данным амплитуды акустических сигналов лежали в диапазоне 10–60 Дб, что

соответствует акустическим давлениям от $2,1 \cdot 10^{-3}$ до $2,1 \cdot 10^2$ Па. Используя эти значения, получим, что величина $B_{инд}$ будет иметь порядок от 10^{-16} до 10^{-11} Тл, что на верхних границах значений вполне измеримо современными экспериментальными средствами.

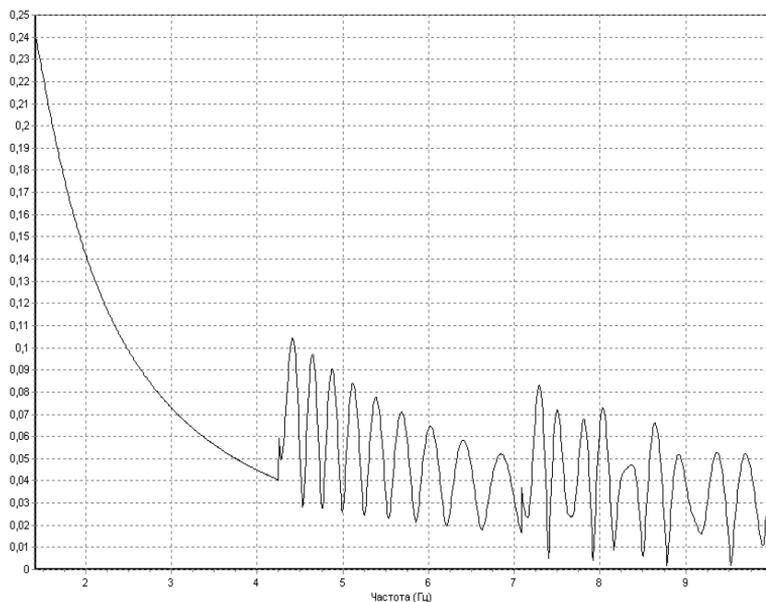


Рис. 1. Зависимости индуцированного магнитного поля (в долях геомагнитного поля F_0) (просуммированного по нормальным модам) от частоты звуковой волны

Для магнитной регистрации звуковых волн, вызванных подводными землетрясениями, измерения необходимо производить в инфразвуковом диапазоне 0,5–5 Гц, в котором индуцированное магнитное поле наиболее велико и может быть измерено над поверхностью океана.

Проанализируем поведение компонент магнитного поля в области частот, где существует только одна (первая) нормальная мода. Это диапазон частот от ν_1 до $3\nu_1$, где $\nu_1 = \frac{c_0}{H} \frac{1}{4\sqrt{1-n^2}}$. Такой выбор частотного диапазона обусловлен тем, что, как показывает расчет, в области частот, где появляются вторая, третья и т.д. моды, амплитуда индуцированного поля (просуммированная по всем существующим модам) все равно меньше, чем амплитуда индуцированного поля при частотах, близких к ν_1 (рис. 1). Введем углы α и β , определяющие ориентацию вектора F геомагнитного поля следующим образом:

$$F_x = F_0 \sin \alpha \cos \beta, \quad F_y = F_0 \sin \alpha \sin \beta, \quad F_z = F_0 \cos \alpha.$$

Подставляя эти выражения в (1.5), вычислим амплитуды компонент индуцированного магнитного поля как по координатным осям (B_x, B_y, B_z) , так и по

направлению горизонтальной составляющей геомагнитного поля, которую обозначим как B_τ :

$$\begin{aligned} B_x &= F_0 \sqrt{D_{13}^2(h) + (D_{11}^2(h) \cos^2 \beta - D_{13}^2(h)) \sin^2 \alpha}, \\ B_y &= F_0 \sqrt{D_{11}^2(h) + D_{33}^2(h)} \sin \alpha \sin \beta, \\ B_z &= F_0 \sqrt{D_{33}^2(h) + (D_{31}^2(h) \cos^2 \beta - D_{33}^2(h)) \sin^2 \alpha}, \\ B_\tau &= F_0 \sqrt{D_{11}^2(h) \sin^2 \alpha + (D_{13}(h) \cos \alpha \cos \beta + D_{33} \sin \alpha \sin^2 \beta)^2}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Перейдем к анализу возможности определить направления распространения звуковой волны по индуцированному магнитному полю. Над поверхностью воды у матрицы D_{ij} есть только два независимых элемента. Эти два элемента (в качестве которых можно взять, например, D_{11} и D_{13}), а также угол β между направлением волны и горизонтальной компонентой геомагнитного поля нужно считать неизвестными, которые должны быть определены из результатов измерений. Собственно говоря, возможность такого определения и есть возможность определить направление акустической волны. Выразим указанные выше три неизвестных элемента через амплитуды индуцированного магнитного поля по трем взаимно перпендикулярным направлениям. Этими направлениями будут: первое – вертикальное (B_z), второе – по направлению горизонтальной компоненты геомагнитного поля (B_τ) и третье – по перпендикулярному к этим двум направлениям – B_n . Используя выражения (1.8) и (1.11), запишем квадраты этих трех компонент магнитного поля как функции от известных нам величин D_{11} , D_{13} , β и α – угла между вертикалью и направлением геомагнитного поля. Имеем следующий результат:

$$\begin{aligned} |B_z|^2 &= D_{11}^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \beta + D_{13}^2 \cos^2 \alpha, \\ |B_\tau|^2 &= D_{11}^2 \sin^2 \alpha + D_{13}^2 (\cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin^2 \beta)^2, \\ |B_n|^2 &= D_{13}^2 (\cos \alpha \sin \beta - \sin \alpha \sin \beta \cos \beta)^2. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Исключая из системы (1.12) D_{11} и D_{13} и вводя обозначения $a^2 = \frac{|B_\tau|^2}{|B_n|^2}$ и $b^2 = \frac{|B_z|^2}{|B_n|^2}$, численные значения которых определяются по данным натуральных измерений, получим уравнение, из которого определяется угол β :

$$(a^2 \cos^2 \beta - b^2)(\operatorname{tg} \alpha \cos \beta - 1) = ((\cos \beta + \operatorname{tg} \alpha \sin^2 \beta) \cos \beta + 1). \quad (1.13)$$

Значение β определяет угол между направлением акустической моды и горизонтальной компонентой геомагнитного поля в точке наблюдения. Вообще говоря, направление распространения акустической волны не обязательно совпадает с направлением на источник волн (за исключением случая, когда глубина океана всюду постоянна). В общем случае значение β может быть достаточно сложным образом связано с направлением на источник. Определение этой связи есть некоторая такая самостоятельная задача, которую невозможно решить без сведений о конкретном рельефе дна.

Рассмотрим далее возможность оценки расстояния до источника акустических волн по данным магнитных измерений. О возможности произвести такую оценку свидетельствует то обстоятельство, что в рамках модели волноводного распространения звука существует связь спектра индуцированного магнитного поля с расстоянием до источника. Эта связь возникает потому, что различные акустические моды распространяются с различными скоростями и результат их интерференции зависит от пройденного пути. Расчет показывает, что в области частот, где существуют две нормальные моды, характер зависимости результирующего поля от частоты заметно различается для разных расстояний до источника. И хотя та простая модель, в рамках которой получены эти результаты, вряд ли может быть непосредственно использована для количественных оценок, вполне можно предположить, что связь между спектром индуцированного поля и расстоянием до источника будет и в более реалистических моделях. Кроме того, для определения расстояния до источника можно использовать и сейсмические данные – оценка расстояния может быть произведена путем сопоставления времен прихода в точку наблюдения сейсмических и гидроакустических волн.

Дальнейший анализ поведения компонент индуцированного поля в зависимости от параметров α , β , h и ν мы провели численно. Расчеты позволяют сделать следующие выводы:

- все компоненты поля уменьшаются с увеличением высоты над поверхностью воды при любых значениях остальных параметров;

- вблизи морской поверхности зависимость от частоты всех компонент поля является монотонно убывающей при любой ориентации геомагнитного поля;

- вертикальная компонента индуцированного поля B_z монотонно убывает (в 4–6 раз) с ростом частоты при любых значениях остальных параметров. Максимальное значение B_z , которое достигается при частоте ν_1 , может быть вычислено по формулам (1.10) – (1.11);

- зависимость компоненты B_z от $z = h/H$ имеет максимум при некотором z_m . При $H = 400$ м, $\nu = 1,42$ (близко к ν_1) и $\beta = 0$, z_m монотонно увеличивается от 0,31 при $\alpha = 0$ до 0,69 при $\alpha = 90$. Все профили $B_z(z)$ при выборе $\beta = const$ для различных углов α пересекаются в одной точке z_c (рис. 2). Такое поведение $B_z(z)$ объясняется формулами (1.11), если h_c – корень уравнения $D_{13}(h) \cos \beta = \pm D_{33}(h)$, то при значении $z_c = h_c/H$ расчетное поле $B_z(z)$ не зависит от угла α ;

- зависимость компоненты B_r от частоты примерно аналогична частотной зависимости B_z , хотя её убывание не такое быстрое. На больших глубинах, частотная зависимость B_r теряет монотонность изменения;

- зависимость B_r от глубины моря имеет достаточно сложный вид (рис. 3), причем различный для разных интервалов остальных параметров. Вблизи поверхности $B_r(z)$ ведет себя так, что при α , меньших некоторого значения (около 20°), B_r растет с глубиной, а при больших значениях α – уменьшается;

- направление распространения акустической волны можно определить, измерив над поверхностью моря три компоненты магнитного поля – вертикальную

B_z , по направлению горизонтальной компоненты геомагнитного поля B_r и перпендикулярную к первым двум указанным – B_n ;

– установлена связь между спектром магнитного поля и расстоянием, пройденным акустической волной.

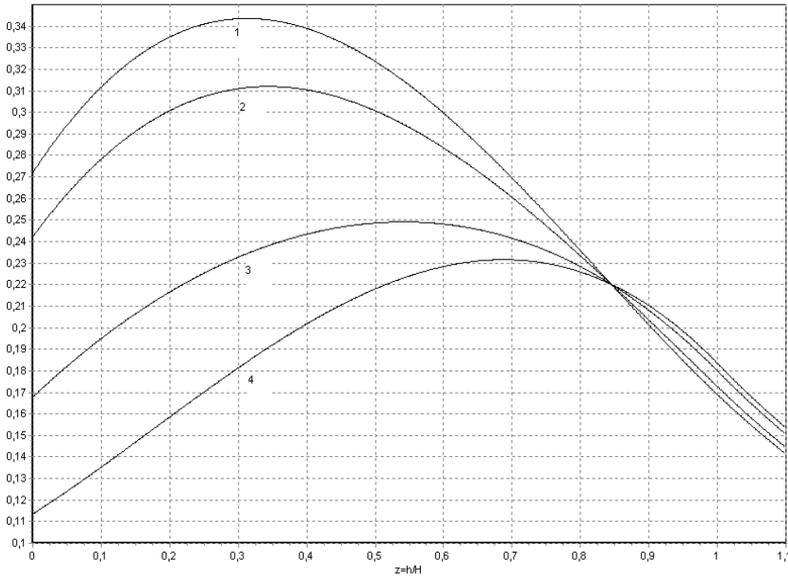


Рис. 2. Зависимость компоненты B_z индуцированного магнитного поля (в долях геомагнитного поля F_0) от z . Частота – 1,42 Гц, $\beta = 40^\circ$, для кривых 1–4, α равно 0, 30, 60 и 90° соответственно

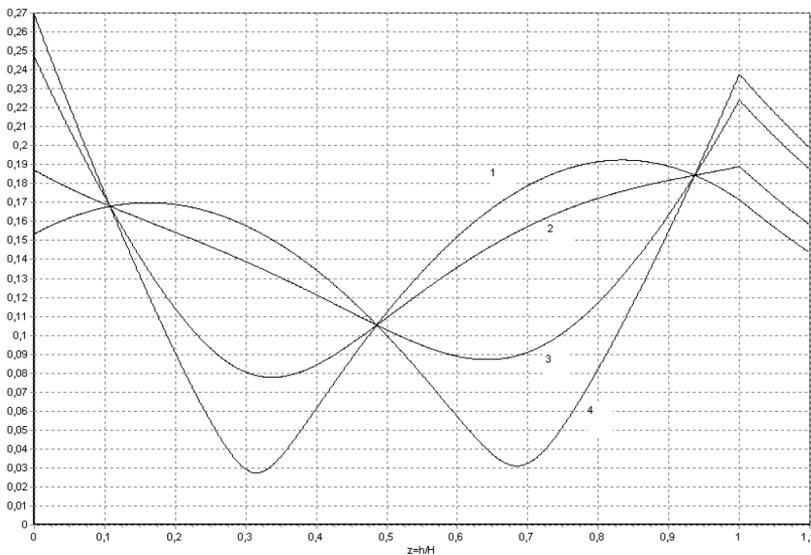


Рис. 3. Зависимость компоненты B_r индуцированного магнитного поля (в долях геомагнитного поля F_0) от z . Частота – 1,42 Гц, $\beta = 0^\circ$, для кривых 1–4, α равно 10, 30, 60 и 80° соответственно

Учет самоиндукции для расчета сейсмомагнитного эффекта поля (магнитоиндукционное приближение)

Решение (1.1) получено в квазистатическом приближении – без учета каких-либо динамических эффектов. Однако есть основания полагать, что при инфразвуковых частотах эти эффекты могут оказаться существенными. Рассмотрим задачу определения индуцированного акустическими звуковыми волнами в волноводе магнитного поля с учетом самоиндукции, т.е. в рамках так называемого *магнитоиндукционного приближения*. Вклад токов смещения Максвелла на этих частотах пренебрежимо мал, поэтому учет динамических эффектов сводится только к учету самоиндукции. Уравнение для определения эффектов самоиндукции имеет тип уравнения теплопроводности [9]:

$$\mu_0\sigma \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla^2 \mathbf{B} = \mu_0\sigma \operatorname{rot} [\mathbf{v}, \mathbf{F}], \quad (1.14)$$

в записи которого за эффект самоиндукции отвечает первое слагаемое приведенного уравнения. В случае, когда скорость \mathbf{v} является гармонической функцией времени с частотой ω , решение (1.14) принято записывать также в виде гармонической функции с той же самой частотой. В этом случае вместо уравнения типа теплопроводности (1.14) получим уравнение Гельмгольца $\kappa^2 u - \nabla^2 u = f$ с коэффициентом $\kappa^2 = i\mu_0\sigma\omega$:

$$i\mu_0\sigma\omega \mathbf{B} - \nabla^2 \mathbf{B} = \mu_0\sigma \operatorname{rot} [\mathbf{v}, \mathbf{F}], \quad (1.15)$$

где через \mathbf{B} и \mathbf{v} обозначены теперь амплитуды соответствующих гармонических функций магнитного поля и скорости акустической волны.

Как известно из курсов математической физики [7], классическое решение уравнения Гельмгольца $\kappa^2 u - \nabla^2 u = f$ с нулевыми на бесконечности граничными условиями, имеет вид:

$$u = \frac{1}{4\pi} \int \frac{f e^{-\kappa R}}{R} d\mathbf{r}', \quad \text{где } \mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}',$$

так что решение (1.15) можно представить как:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0\sigma}{4\pi} \int \frac{\operatorname{rot}[\mathbf{v}, \mathbf{F}] e^{-\kappa R}}{R} d\mathbf{r}'. \quad (1.16)$$

Полученное интегральное выражение преобразуем далее, используя тождество $\operatorname{rot}(\boldsymbol{\psi}\varphi) = \varphi \operatorname{rot} \boldsymbol{\psi} + [\nabla\varphi, \boldsymbol{\psi}]$ и теорему Стокса $\int \operatorname{rot} \mathbf{A} dV = \oint [d\mathbf{S}, \mathbf{A}]$, в результате чего имеем:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0\sigma}{4\pi} \int \frac{[[\mathbf{v}(\mathbf{r}'), \mathbf{F}], (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] (\kappa|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| + 1) e^{-\kappa|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}'. \quad (1.17)$$

Таким образом, для расчета магнитных эффектов от явления самоиндукции вместо (1.1) мы получили отличающуюся от него формулу (1.17).

Однако, как мы сейчас покажем, можно сохранить формулу (1.1), но иначе представлять в ней выражение для скорости акустической волны. Запишем последнюю формулу (1.17) в виде следующего интеграла:

$$\mathbf{B} = -\frac{\mu_0\sigma}{4\pi} \int [[\mathbf{v}(\mathbf{r}'), \mathbf{F}], \nabla_r \frac{e^{-\kappa R}}{R}] d\mathbf{r}', \quad (1.18)$$

где символом ∇_r обозначен дифференциальный оператор Гамильтона, действующий только на радиальную координату вектора \mathbf{r} . Во-первых, отметим, что дивергенция поля \mathbf{B} , рассчитанного по формуле (1.18), равна нулю, как только и может быть для магнитного поля (из-за вихревого характера магнитного поля). В этом можно убедиться непосредственным вычислением $\text{div} \mathbf{B}$, используя тождество $\text{div}[\mathbf{a}, \mathbf{b}] = (\mathbf{b}, \text{rot} \mathbf{a}) - (\mathbf{a}, \text{rot} \mathbf{b})$ и учитывая, что вектор $[\mathbf{v}(\mathbf{r}'), \mathbf{F}]$ не зависит от координаты \mathbf{r} , а $\text{rotgrad} (e^{-\kappa R} / R) = 0$. Далее вычислим ротор вектора \mathbf{B} , представленного выражением (1.18), используя известные векторные тождества из теории векторного поля:

$$\text{rot}[\mathbf{a}, \mathbf{b}] = \mathbf{a} \text{div} \mathbf{b} - \mathbf{b} \text{div} \mathbf{a} + (\mathbf{b}, \nabla) \mathbf{a} - (\mathbf{a}, \nabla) \mathbf{b},$$

$$\text{grad}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = [\mathbf{a}, \text{rot} \mathbf{b}] + [\mathbf{b}, \text{rot} \mathbf{a}] + (\mathbf{a}, \nabla) \mathbf{b} + (\mathbf{b}, \nabla) \mathbf{a},$$

и, снова учитывая, что дифференцирование по координате \mathbf{r} не распространяется на векторное произведение $[\mathbf{v}(\mathbf{r}'), \mathbf{F}]$, а также то, что всегда $\text{rotgrad} \varphi = 0$, получим:

$$\text{rot} \mathbf{B} = -\frac{\mu_0\sigma}{4\pi} \int [[\mathbf{v}(\mathbf{r}'), \mathbf{F}] \nabla^2 \frac{e^{-\kappa R}}{R} d\mathbf{r}' + \frac{\mu_0\sigma}{4\pi} \int \nabla([[\mathbf{v}(\mathbf{r}'), \mathbf{F}], \nabla \frac{e^{-\kappa R}}{R}]) d\mathbf{r}'. \quad (1.19)$$

Принимая во внимание, что второй интеграл в этом выражении преобразуется к поверхностному интегралу по теореме Остроградского-Гаусса и обращается в нуль при предельном увеличении области интегрирования по поверхности, а также то, что

$$\nabla^2 \frac{e^{-\kappa R}}{R} = -4\pi\delta(R) + \kappa^2 \frac{e^{-\kappa R}}{R},$$

окончательно получим, помня, что $\text{div} \mathbf{B} = 0$, следующий результат для ротора поля:

$$\text{rot} \mathbf{B} = \mu_0\sigma[\mathbf{v}, \mathbf{F}] - \frac{\kappa^2 \mu_0\sigma}{4\pi} \int \frac{[\mathbf{v}, \mathbf{F}] e^{-\kappa R}}{R} d\mathbf{r}'. \quad (1.20)$$

Таким образом, индуцированное магнитное поле с учетом самоиндукции в магнитоиндукционном приближении, можно рассчитать по закону Био-Савара-Лапласа, как было в формуле (1.1), если вместо вектора скорости $\mathbf{v}(\mathbf{r}')$ использовать выражение:

$$\mathbf{v} - \frac{\kappa^2}{4\pi} \int \frac{\mathbf{v} e^{-\kappa R}}{R} d\mathbf{r}'. \quad (1.21)$$

2. Магнитные индукционные эффекты от нестационарного сейсмоакустического точечного источника в глубоком море

Ниже мы исследуем случай, когда наблюдение звукового волнового поля и индуцированного им магнитного поля происходит вблизи нестационарного сейсмоакустического точечного источника частоты ω , включающегося в некоторый момент времени. Такой источник может служить моделью подводного извержения или землетрясения с локализованным очагом. В этом пункте мы проанализируем пространственно-временную структуру индуцированного поля и исследуем влияние и эффект на это поле явления самоиндукции. Ограничимся наиболее простой моделью, на которой можно проанализировать влияние самоиндукции в рамках магнитоиндукционного приближения – нестационарным точечным источником в безграничной однородной морской среде.

Индукционное магнитное поле в квазистатическом приближении

Индукционное магнитное поле \mathbf{B} может быть найдено из решения уравнения (1.14), где, как обычно, \mathbf{v} – акустическая скорость, \mathbf{F} – геомагнитное поле, σ – проводимость морской воды. Первое слагаемое в левой части (1.14) описывает эффект самоиндукции при исследовании индукционных эффектов генерации магнитного поля. Квазистатическое приближение заключается в отбрасывании этого слагаемого. В результате для магнитного поля \mathbf{B} получается уравнение Пуассона, решение которого (известно как закон Био-Савара-Лапласа) имеет следующий вид:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 \sigma}{4\pi} \int \frac{[\mathbf{v}(\mathbf{r}'), \mathbf{F}], (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}' . \quad (2.1)$$

Считая движение воды сферически симметричным, введем декартовую и сферическую системы координат, направив ось Z по геомагнитному полю \mathbf{F} , а оси x и y таким образом, чтобы точка наблюдения с радиус-вектором \mathbf{r} лежала в плоскости xz . Тогда декартовые компоненты вектора $\mathbf{v}(\mathbf{r}', t)$, записанные как функции от сферических координат точки интегрирования \mathbf{r}' , имеют вид:

$$v_x = v(r', t) \sin \theta' \cos \varphi', \quad v_y = v(r', t) \sin \theta' \sin \varphi', \quad v_z = v(r', t) \cos \theta',$$

а компоненты вектора $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$, разницы радиус-векторов, имеют следующий вид:

$$(r - r')_x = r \sin \theta - r' \sin \theta' \cos \varphi',$$

$$(r - r')_y = -r' \sin \theta' \sin \varphi',$$

$$(r - r')_z = r \cos \theta - r' \cos \theta'.$$

Компоненты двойного векторного произведения в числителе подынтегрального выражения (2.1), также необходимые нам для расчетов, будут такими:

$$[[\mathbf{v}, \mathbf{F}], (\mathbf{r} - \mathbf{r}')]_x = -F v(r', t) \sin \theta' \cos \varphi' (r \cos \theta - r' \cos \theta'),$$

$$[[\mathbf{v}, \mathbf{F}], (\mathbf{r} - \mathbf{r}')]_y = -F v(r', t) \sin \theta' \sin \varphi' (r \cos \theta - r' \cos \theta'),$$

$$[[\mathbf{v}, \mathbf{F}], (\mathbf{r} - \mathbf{r}')]_z = F v(r', t) (r \sin \theta \sin \theta' \cos \varphi' - r' \sin^2 \theta'),$$

а квадрат модуля разности $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2$ будет равен

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 = r^2 + r'^2 - 2rr'(\sin \theta \sin \theta' \cos \varphi' + \cos \theta \cos \theta')$$

Подставляя все эти выражения в (2.1), получим компоненты индуцированного поля в следующем виде:

$$\begin{aligned} B_y &= 0, 0 \\ B_x &= -\frac{\mu_0 \sigma F}{4\pi} \int \frac{v(r', t) r'^2 (r \cos \theta - r' \cos \theta') \sin^2 \theta' \cos \varphi' dr' d\theta' d\varphi'}{(r^2 + r'^2 - 2rr'(\sin \theta \sin \theta' \cos \varphi' + \cos \theta \cos \theta'))^{3/2}}, \\ B_z &= \frac{\mu_0 \sigma F}{4\pi} \int \frac{v(r', t) r'^2 (r \sin \theta \sin \theta' \cos \varphi' - r' \sin^2 \theta') \sin \theta' dr' d\theta' d\varphi'}{(r^2 + r'^2 - 2rr'(\sin \theta \sin \theta' \cos \varphi' + \cos \theta \cos \theta'))^{3/2}}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Эти формулы позволяют определить компоненты магнитного поля в произвольной точке пространства. Интегрирование по θ' и φ' в этих интегралах можно провести в общем виде, как это показано в курсе современной электродинамики [1], выразив результат через эллиптические интегралы Лежандра. В случае же, когда точка наблюдения лежит на оси z ($\theta = 0$), результат интегрирования по θ' и φ' может быть выражен в элементарных функциях. В этом случае находим, что горизонтальная компонента $B_x = 0$, а для вертикальной компоненты B_z получим:

$$B_z = -\frac{\mu_0 \sigma F}{2} \int_0^{R(t)} v(r', t) r'^3 dr' \int_0^\pi \frac{\sin^3 \theta' d\theta'}{(r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta')^{3/2}}.$$

Учитывая, что

$$\int_0^\pi \frac{\sin^3 \theta' d\theta'}{(r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta')^{3/2}} = \frac{4}{3(\max(r, r'))^3},$$

получим

$$B_z = -\frac{2\mu_0 \sigma F}{3} \int_0^{R(t)} \frac{v(r', t) r'^3}{(\max(r, r'))^3} dr', \quad R(t) = ct. \quad (2.3)$$

Чтобы вычислить этот последний интеграл, необходимо определить аналитический вид для скорости, стоящей в подынтегральном выражении. Для выбранного нами нестационарного точечного источника частоты ω , включающегося в нулевой момент времени, акустическое давление и колебательная скорость определяются выражениями [9]:

$$P(r, t) = \begin{cases} 0, & t \leq 0, t > r/c \\ \frac{P_0 r_0}{r} \exp(i\omega(t - r/c)), & 0 < t < r/c \end{cases} \quad (2.4)$$

$$v(r, t) = \begin{cases} 0, & t \leq 0, t \geq r/c \\ \frac{P_0 r_0}{\rho_0 c r} \left(1 - \frac{ic}{\omega r}\right) \exp(i\omega(t - r/c)), & 0 < t < r/c \end{cases} \quad (2.5)$$

где c – скорость звука в морской воде. Введем безразмерные переменные $x = \omega_s r' / c$, $z = \omega_s r / c$, $\tau = \omega_s t$ и параметр $p = \omega / \omega_s$, где $\omega_s = \mu_0 \sigma c^2$. Тогда, подставив (2.5) в (2.3), получим интересующее нас магнитное поле в квазистатическом приближении (обозначаемом подстрочным индексом Q) для моментов времени $\tau > 0$ в форме следующих интегралов:

$$B_Q(z, \tau) = \begin{cases} -A \frac{2\sqrt{\pi}}{3} \frac{e^{ip\tau}}{z^3} \int_0^\tau (x^2 - ix/p) e^{-ipx} dx, & \tau < z \\ -A \frac{2\sqrt{\pi}}{3} \frac{e^{ip\tau}}{z^3} \left(\int_0^z (x^2 - ix/p) e^{-ipx} dx + z^3 \int_z^\tau (1 - i/(px)) \frac{e^{-ipx}}{x} dx \right), & \tau \geq z \end{cases}, \quad (2.6)$$

где $A = \frac{Fr_0 P_0 \mu_0 \sigma}{\rho_0 c \sqrt{\pi}}$. Вычислив интегралы в (2.6), получим окончательно:

$$B_Q(z, \tau) = \begin{cases} -2A\sqrt{\pi} \frac{ie^{ip\tau}}{(pz)^3} (1 - (1 + ip\tau - (p\tau)^2/3) e^{-ip\tau}), & \tau < z \\ -2A\sqrt{\pi} \frac{ie^{ip\tau}}{(pz)^3} (1 - (1 + ipz) e^{-ipz} + \frac{ip^2 z^3}{\tau} e^{-ip\tau}), & \tau \geq z \end{cases}, \quad (2.7)$$

Из формул (2.6) и (2.7), в частности, следует, что даже в области, в которую еще не дошел акустический сигнал (2.5), то есть при $\tau < z$, магнитное поле в ней уже существует, что и означает наличие магнитного предвестника акустического сигнала. При достаточно больших значениях времени τ колебания индуцированного поля, вычисленные по формуле (2.7), становятся гармоническими с амплитудой

$$\left| B_Q \right|_{\tau \rightarrow \infty} = A \frac{2\sqrt{\pi}}{(pz)^3} \sqrt{(pz)^2 + 2(1 - \cos(pz) - pz \sin(pz))}. \quad (2.8)$$

Такой режим изменения индукции магнитного поля со временем мы будем называть *стационарным*. До установления этого стационарного режима изменение магнитного поля со временем может существенно отличаться от гармонических колебаний. В этом случае мы будем говорить о *переходном* режиме.

Индукционные магнитные эффекты с учетом самоиндукции (магнитоиндукционное приближение)

Для определения динамических эффектов магнитного поля с учетом самоиндукции необходимо решить уравнение (1.14). Для безграничной среды и нулевых начальных условий решение этого уравнения имеет следующий вид [7]:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{(\mu_0 \sigma)^{5/2}}{16\sqrt{\pi^3}} \int_0^t \frac{dt'}{(t-t')^{5/2}} \int [[\mathbf{v}(\mathbf{r}', t'), \mathbf{F}], (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \exp\left(-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 \mu_0 \sigma}{4(t-t')}\right) d\mathbf{r}', \quad (2.9)$$

а само решение допустимо называть *магнитоиндукционным*. Вводя систему координат и перейдя к безразмерным переменным так, как описано в предыдущем пункте (после формулы (2.5), получим выражение для магнитного поля в точках на оси z :

$$B(z, \tau) = -A \frac{e^{ip\tau}}{z^2} \int_0^\tau (\Psi_1 - \frac{i}{p} \Psi_2) e^{-ipy} dy, \quad (2.10)$$

где

$$y = (t - t')\omega_s + x, \quad \Psi_1 = \int_0^y \Phi dx, \quad \Psi_2 = \int_0^y \Phi \frac{dx}{x},$$

а функция Φ имеет вид:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{y-x}} \left\{ \exp\left(-\frac{(z+x)^2}{4(y-x)}\right) + \exp\left(-\frac{(z-x)^2}{4(y-x)}\right) + \frac{2(y-x)}{xz} \left[\exp\left(-\frac{(z+x)^2}{4(y-x)}\right) - \exp\left(-\frac{(z-x)^2}{4(y-x)}\right) \right] \right\}.$$

Из выражения (2.10) видно (на это указывает множитель $e^{ip\tau}$), что при больших значениях τ колебания магнитного поля становятся гармоническими с амплитудой

$$|B|_{\tau \rightarrow \infty} = \frac{A}{z^2} \left| \int_0^\infty (\Psi_1 - \frac{i}{p} \Psi_2) e^{-ipy} dy \right|, \quad (2.11)$$

то есть и с учетом самоиндукции (как, впрочем, и следовало ожидать) при больших значениях τ возникает стационарный режим. Для такого режима существует критерий применимости квазистатического приближения [8]: $\omega > \omega_s$ или $p > 1$.

В таблице представлено отношение $|B|_{\tau \rightarrow \infty} / |B_Q|_{\tau \rightarrow \infty}$ для различных значений p и z . Видно, что при больших значениях p это отношение действительно близко к 1.

Отношение $|B|_{\tau \rightarrow \infty} / |B_Q|_{\tau \rightarrow \infty}$ для различных значений p и z

$\begin{matrix} p \\ z \end{matrix}$	0.1	0.25	0.5	1	3	4	5	7	10	50
1	0.800	0.683	0.585	0.516	0.566	0.639	0.748	1.046	0.887	0.979
2	0.666	0.530	0.456	0.450	0.841	1.047	0.880	1.048	1.033	0.981
3	0.567	0.439	0.396	0.439	0.934	0.904	1.003	1.019	0.959	0.981
4	0.489	0.378	0.362	0.461	0.885	0.934	1.018	0.992	1.010	0.981
5	0.429	0.335	0.341	0.520	0.969	1.007	0.970	0.973	0.988	0.982
7	0.339	0.279	0.325	0.737	0.977	0.973	0.964	0.969	1.005	0.984
10	0.254	0.230	0.357	0.645	0.915	0.986	0.974	1.009	0.989	0.986

Из этой же таблицы видно, насколько отличается $|B|_{\tau \rightarrow \infty}$ от $|B_Q|_{\tau \rightarrow \infty}$ при нарушении условия $p > 1$.

Динамику переходов к стационарным режимам в квазистатическом приближении и с учетом самоиндукции можно проиллюстрировать графически, вычислив модули выражений (2.7) и (2.10) соответственно как функции от τ (рис. 4).

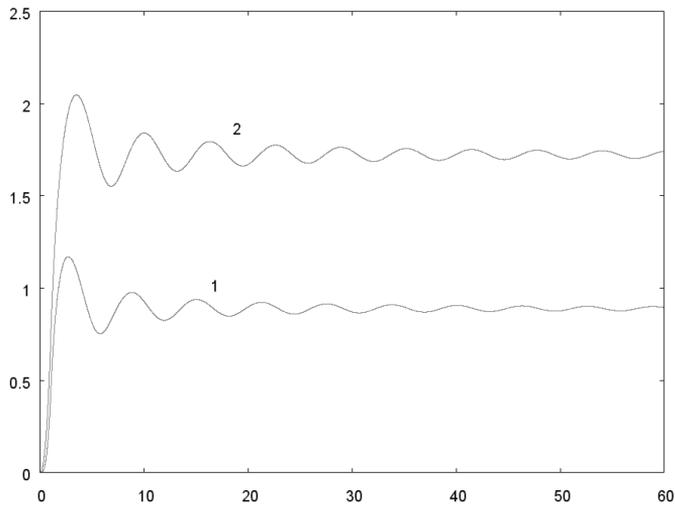


Рис. 4. Зависимости от τ модулей (в долях геомагнитного поля) $B(z, \tau)$ (кривая 1) и $B_Q(z, \tau)$ (кривая 2) при $p = 1$ и $z = 1$

Для исследования эффектов магнитного поля в переходном режиме как в квазистатическом приближении, так и с учетом самоиндукции мы провели численный расчет $\text{Re } B(z, \tau)$ по формуле (2.10) для различных z и p и сравнили результат с расчетом $\text{Re } B_Q(z, \tau)$ по формуле (2.7). Результаты исследования сформулированы ниже.

Заключение

Проанализировав пространственно-временную структуру магнитного поля, индуцированного нестационарной сейсмоакустической волной, полученного как в квазистатическом приближении, так и с учетом самоиндукции, мы пришли к следующим выводам:

1. Динамику изменения со временем магнитного поля можно разделить на два этапа – переходной и стационарный режимы. Амплитуда индуцированного магнитного поля в стационарном режиме уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния до источника (в то время как амплитуда колебаний акустического давления и скорости уменьшается медленнее – обратно пропорционально первой степени расстояния).

2. Учет самоиндукции в большинстве рассмотренных случаев приводит к уменьшению амплитуды колебаний поля в стационарном режиме по сравнению с квазистатическим решением.

3. Различие стационарных амплитуд магнитного поля, вычисленных в квазистатическом приближении и с учетом самоиндукции, убывает при увеличении частоты колебаний.

4. Во всех решениях есть эффект магнитного предвестника – появление магнитного поля в точке наблюдения ранее прихода акустического сигнала в эту точку (рис. 5).

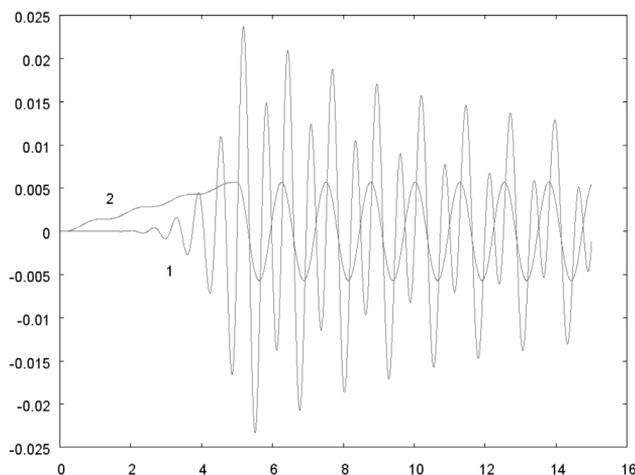


Рис. 5. Зависимости от τ величины (в единицах A) индуцированного магнитного поля в квазистатическом приближении (кривая 2) и с учетом самоиндукции (кривая 1) при $p = 5$ и $z = 5$. При $\tau = 5$ акустический сигнал приходит в точку наблюдения

5. На расстояниях до источника порядка $c/\omega_s \approx 100l$ квазистатическое решение не дает выраженного переходного режима ни при каких частотах в диапазоне от $0,5$ до $10\omega_s$. В индукционном решении переходной режим становится заметным начиная с частот порядка $3\omega_s$ и с ростом частоты становится все более выраженным.

6. На расстояниях порядка $5c/\omega_s$ и более переходный режим квазистатического решения во всем рассмотренном частотном диапазоне заключается фактически только в существовании предвестника (рис. 5). А в индукционном решении переходной режим выражен при всех частотах, а начиная с частот $3\omega_s$ и более в переходном режиме наблюдаются колебания поля с частотой вдвое большей, чем частота акустического сигнала, что подтверждено расчетами, представленными на рис. 5.

1. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Современная электродинамика. Часть 1. Макроскопическая теория. М., 2003. 736 с.
2. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
3. Конторович В.М. О магнитогидродинамическом эффекте в океане // Докл. АН СССР. Сер. геофиз. 1961. №3. С. 576–579.
4. Конторович В.М. Магнитная гидродинамика океана // Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы. Рига: Изд-во АН Латв. ССР, 1962. С. 171–177.
5. Морс Ф., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 2. М.: ИИЛ, 1960. 886 с.
6. Мурти Т.С. Сейсмические морские волны цунами. Ленинград: Гидрометеиздат, 1981. 448 с.
7. Положий Г.Н. Уравнения математической физики. М.: Высш. шк., 1964. 560 с.
8. Савченко В.Н., Смагин В.П., Фонарев Г.А. Вопросы морской электродинамики. Владивосток: Изд-во ВГУЭС, 1999. 208 с.

9. Сёмкин С.В., Смагин В.П., Савченко В.Н. Морские электромагнитные поля. Часть III. Инфразвуковой океанический волновод, подводные взрывы. СПб.: Изд-во Санкт-Петербургского Политехн. ун-ва, 2010. 130 с.
10. Сёмкин С.В., Смагин В.П., Савченко В.Н., Генерация возмущений магнитного поля при подводном взрыве // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46, № 1. С. 138–141.
11. У Тон Иль, Табояков А.А., Храмушин В.Н. Методические разработки прогноза сильных землетрясений гидроакустическими методами (использование сейсмогидроакустической локации местоположения очагов землетрясений) // Морские исследования и технологии изучения природы Мирового океана. Вып. 1. Владивосток: ДВО РАН, 2005. 192 с.

Транслитерация

1. Batygin V.V., Toptygin I.N. Sovremennaya elektrodinamika, part 1, *Makroskopicheskaya teoriya*, М., 2003, 736 p.
2. Isakovich M.A. Obshchaya akustika, М.: «Nauka», 1973, 496 p.
3. Kontorovich V.M. O magnitogidrodinamicheskom effekte v okeane, *Dokl. AN SSSR. Ser. geofiz*, 1961, No 3, pp. 576–579.
4. Kontorovich V.M. Magnitnaya gidrodinamika okeana, *Voprosy magnitnoi gidrodinamiki i dinamiki plazmy*, Riga: Izd-vo AN Latv. SSR, 1962, pp. 171–177.
5. Mors F., Feshbakh G. Metody teoreticheskoi fiziki, vol. 2, М.: IIL, 1960, 886 p.
6. Murti T.S. Seismicheskie morskije volny tsunami, Leningrad: «Gidrometeoizdat», 1981, 448 p.
7. Polozhii G.N. Uravneniya matematicheskoi fiziki, М., «Vysshaya shkola», 1964, 560 p.
8. Savchenko V.N., Smagin V.P., Fonarev G.A. Voprosy morskoi elektrodinamiki, Vladivostok, VGUES, 1999, 208 p.
9. Semkin S.V., Smagin V.P., Savchenko V.N.. Morskije elektromagnitnye polya, Chast' III, *Infrazvukovoi okeanicheskii volnovod, podvodnye vzryvy*. SPb, Izd-vo SPb. Politekh. un-va, 2010, 130 p.
10. Semkin S.V., Smagin V.P., Savchenko V.N., Generatsiya vozmushchenii magnitnogo polya pri podvodnom vzryve, *Izvestiya RAN. Fizika atmosfery i okeana*, 2010, vol. 46, No 1, pp. 138–141.
11. U Ton Il', Taboyakov A.A., Khramushin V.N. Metodicheskie razrabotki prognoza sil'nykh zemletryaseniij gidroakusticheskimi metodami (ispol'zovanie seismogidroakusticheskoi lokatsii mestopolozheniya ochagov zemletryaseniij), *Morskije issledovaniya i tekhnologii izucheniya prirody Mirovogo okeana*, iss. 1, Vladivostok: DVO RAN, 2005, 192 p.

© В.П. Смагин, 2017

© С.В. Сёмкин, 2017

© В.Н. Савченко, 2017

Для цитирования: Смагин В.П., Сёмкин С.В., Савченко В.Н. Магнитные индукционные эффекты, сопровождающие подводные землетрясения // Территория новых возможностей. Вестник Владивостокского государственного университета экономики и сервиса. 2017. Т. 9. № 4. С. 169–187.

For citation: Smagin V.P., Semkin S.V., Savchenko V.N. Magnetic induction effects caused by an underwater earthquake, *The Territory of New Opportunities. The Herald of Vladivostok State University of Economics and Service*, 2017, Vol. 9, No 4, pp. 169–187.

Дата поступления: 11.09.2017.