

УДК 550.373

ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВНУТРЕННИМИ И ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНАМИ В ЧЕТЫРЕХСЛОЙНОЙ МОДЕЛИ МОРСКОЙ СРЕДЫ

© 2014 г. В. П. Смагин¹, С. В. Сёмкин¹, В. Н. Савченко²

¹Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, г. Владивосток

²Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток

e-mail: Li15@rambler.ru

Поступила в редакцию: 21.08.2013 г.

После доработки: 24.10.2013 г.

Рассмотрена слоистая модель морской среды, состоящая из атмосферы, двух слоев морской воды различной проводимости и плотности и слоя донных пород. В рамках этой модели найдены вариации геомагнитного поля, генерируемые внутренними и поверхностными волнами различной частоты и направления распространения. Учтено влияние магнитной проницаемости и электрической проводимости донных пород на индуцированные магнитные поля. Аналитически определены и численно оценены передаточные функции и спектральные плотности этих вариаций.

DOI: 10.7868/S001679401404021X

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, воды Мирового океана по основным физическим характеристикам – плотности, температуре, электрической проводимости имеют существенное глубинное различие [Бреховских, 1956; Шулейкин, 1968; Монин и др., 1974; Беляев и Гезенцвейг, 1980; Ваньян и Шиловский, 1983], являя собой сложную стратифицированную среду. Достаточным электрофизическим разнообразием отличаются также подстилающие воды океана донные основания [Ваньян и др., 1980]. Разнообразные движения морской воды в магнитном поле Земли являются источником геомагнитных вариаций в широком диапазоне частот [Bullard and Parker, 1971; Сочельников, 1979, Савченко и др., 1999], в том числе с учетом слоистой природы океанских вод [Бреховских, 1956; Смагин и Савченко, 1980]. Историография и библиография работ по проблемам морского геомагнетизма содержится в монографии [Смагин и др., 2013]. В данной работе мы рассмотрим магнитные вариации, связанные с движением морской воды главным образом в ультранизкочастотном (УНЧ) диапазоне – с периодами от десятков до тысяч секунд. Известно большое разнообразие УНЧ-волн, возбуждаемых, как вне-, так и внутриземными источниками в магнитосфере и коре Земли [Гульельми, 2007], а также в морях и океанах, среди которых здесь нас интересуют естественные УНЧ электромагнитные вариации, сопровождающие распространение морских поверхностных [Bullard and Parker, 1971; Сочельников, 1979; Савченко и др., 1999; Сочельников и

Савченко, 2004] и внутренних волн [Beal and Weaver, 1970] (в этом случае периоды волн на шельфе могут составлять тысячи секунд). Экспериментальные исследования морского электромагнетизма в данном диапазоне были выполнены в Тихоокеанском океанологическом институте [Меджитов и Буров, 1983].

В ранее опубликованных теоретических работах, выполненных, как правило, в квазистатическом приближении, не учитывались факторы влияния эффекта самоиндукции и электромагнитных характеристик пород подстилающих дно морей и океанов. Один из этих факторов, фактор самоиндукции, учтен в нашей работе [Сёмкин и Смагин, 2012], здесь же, наряду с ним, мы также учитываем и показываем роль влияния электрической проводимости σ_3 и магнитной проницаемости μ донных пород. Обычно исследование влияния на электромагнитное поле морских волн ограничивалось учетом только электрической их проводимости [Cox and al, 1971, Лейбо и Семенов, 1975], поскольку осадочные донные породы, как правило, не имеют выраженных магнитных свойств.

Однако в прибрежной и шельфовой зонах морей вполне возможны случаи, когда у донных пород имеются как электрические, так и магнитные свойства [Савченко и др., 1999]. Более того, в работе [Лейбо и Семенов, 1975] было показано, что при потенциальном движении жидкости затекание токов в проводящие донные среды возможны только за счет учета индукционных эффектов, т.е. эффектов самоиндукции.

Таким образом, все наиболее важные факторы влияния на электромагнитные поля морских волн со стороны морской и донной сред учтены в предлагаемой работе. Это позволяет достаточно точно отличить гидродинамический источник волн от всех иных и использовать их для зондирования электрических и магнитных характеристик донных пород.

2. ЧЕТЫРЕХСЛОЙНАЯ МОДЕЛЬ МОРСКОЙ СРЕДЫ

Рассмотрим четырехслойную модель морской среды – атмосфера, два слоя морской воды, донные породы. Будем считать, что каждый слой характеризуется собственными значениями электрической проводимости σ , диэлектрической проницаемости ε и магнитной проницаемости μ . Будем полагать, что в воздухе $\sigma = 0$, $\varepsilon = \mu = 1$, а в обоих слоях воды $\mu = 1$. Магнитную проницаемость донных пород будем обозначать просто μ . Диэлектрическую проницаемость воды (одинаковую в обоих слоях) обозначим ε_2 , проводимость и диэлектрическую проницаемость донных пород будем обозначать σ_3 и ε_3 . Верхний слой океана (до пикноклина) имеет толщину d , плотность ρ_1 и проводимость σ_{21} , общая глубина океана D , плотность нижнего слоя ρ_2 , проводимость его σ_{22} . Начало прямоугольной системы координат (x, y, z) расположено на поверхности моря, ось z направлена вертикально вниз.

Двумерная гармоническая волна с амплитудой a (которую будем считать малой по сравнению с d, D и длиной волны λ) и частотой ω распространяется вдоль оси x . Движение воды считается потенциальным ($\mathbf{v} = \mathbf{v}_0(z)e^{i(kx - \omega t)} = \text{grad}\phi$), потенциал скорости в верхнем и нижнем слоях (ϕ_1 и ϕ_2 соответственно) удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta\phi_{1,2} = 0$, на границе слоев выполняются условия

$$\left. \frac{\partial\phi_1}{\partial z} \right|_{z=d} = \left. \frac{\partial\phi_2}{\partial z} \right|_{z=d} \quad \text{и} \quad \rho_1 \left(\frac{\partial\phi_1}{\partial z} - \frac{1}{g} \frac{\partial^2\phi_1}{\partial t^2} \right) \Big|_{z=d} = \rho_2 \left(\frac{\partial\phi_2}{\partial z} - \frac{1}{g} \frac{\partial^2\phi_2}{\partial t^2} \right) \Big|_{z=d}.$$

Граничные условия на дне и на свободной поверхности имеют вид:

$$\left. \frac{\partial\phi_2}{\partial z} \right|_{z=d} = 0 \quad \text{и} \quad \left. \frac{\partial\phi_1}{\partial z} - \frac{1}{g} \frac{\partial^2\phi_1}{\partial t^2} \right|_{z=d} = 0.$$

Гидродинамический потенциал двумерной гармонической волны, распространяющейся в направлении оси x , удовлетворяющий уравнению

Лапласа и граничным условиям, имеет вид $\phi_{1,2} = f_{1,2}(z)e^{i(\omega t - kx)}$, где

$$f_1(z) = A \left(\text{ch}kz - \frac{\omega^2}{gk} \text{sh}kz \right),$$

$$f_2(z) = -A \text{ch}k(D-z) \frac{\text{sh}d - \frac{\omega^2}{gk} \text{ch}kd}{\text{sh}k(D-d)}. \quad (1)$$

Волновое число k связано с частотой волны ω дисперсионным соотношением, которое можно записать в виде равенства нулю определителя:

$$\begin{vmatrix} 1 - \frac{\omega^2}{gk} \text{cth}kd; & 1; \\ \rho_1 \left(1 - \left(\frac{\omega^2}{gk} \right)^2 \right); & \rho_2 \left(1 - \frac{\omega^2}{gk} \text{cth}k(D-d) \right); \end{vmatrix} = 0.$$

Это дисперсионное соотношение имеет две ветви, соответствующие внутренним и поверхностным волнам. В нулевом приближении по $\theta = (\rho_2 - \rho_1)/\rho_1$ корень, соответствующий внутренней волне, исчезает и дисперсионное соотношение сводится к

$$\omega^2 = gk \text{th}kD, \quad (2)$$

что является хорошим приближением для дисперсионного соотношения поверхностных волн и для ρ_1 не слишком сильно отличающихся от ρ_2 . В первом приближении по θ получим дисперсионное соотношение для внутренних волн

$$\omega^2 = gk \theta (\text{cth}kd + \text{cth}k(D-d))^{-1}. \quad (3)$$

Коэффициент A , входящий в (1), имеет различное значение для внутренних и для поверхностных волн. Для поверхностных волн

$$A = -\frac{ia\omega}{g}, \quad (4)$$

для внутренних

$$A = -\frac{ia\omega}{k \left(\text{sh}kd - \frac{\omega^2}{gk} \text{ch}kd \right)}. \quad (5)$$

Для решения задачи об определении электромагнитного поля, индуцированного движением морской воды со скоростью \mathbf{v} в геомагнитном поле \mathbf{F} , используем систему уравнений Максвелла (пренебрегая током смещения), закон Ома $\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + [\mathbf{v}, \mathbf{F}])$ и граничные условия на дне и движущейся свободной поверхности [Зоммерфельд, 1958].

Для двумерной гармонической волны индуцированное магнитное поле задается выражением $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0(z)e^{i(\omega t - kx)}$. Амплитуда вертикальной ком-

поненты магнитного поля B_{0z} во всех средах является решением уравнения [Смагин и др., 2013]

$$B''_{0z} - (k^2 + i\mu_0\mu\sigma\omega)B_{0z} = i\mu_0\mu\sigma k[\mathbf{v}_0, \mathbf{F}]_y \quad (6)$$

с соответствующими значениями μ и σ . (В донных породах и атмосфере правая часть этого уравнения, разумеется, обращается в ноль.) Остальные компоненты индуцированного магнитного

поля таковы: $B_{0y} = 0$, $B_{0x} = -\frac{i}{k}B'_{0z}$. Так же можно найти индуцированное электрическое поле и поверхностные заряды на границах раздела сред [Смагин и др, 2013], но в данной работе мы ограничимся только анализом магнитных вариаций.

Уравнение (6) в верхнем слое водной среды имеет вид

$$B''_{0z} - \kappa_{21}^2 B_{0z} = D_{11} \operatorname{ch} kz + D_{12} \operatorname{sh} kz, \quad \text{где}$$

$$\kappa_{21}^2 = k^2 + i\mu_0\sigma_{21}\omega,$$

$$D_{11} = -\mu_0\sigma_{21}k^2 A \left(F_z + i\frac{\omega^2}{gk} F_x \right),$$

$$D_{12} = \mu_0\sigma_{21}k^2 A \left(\frac{\omega^2}{gk} F_z + iF_x \right).$$

В нижнем слое:

$$B''_{0z} - \kappa_{22}^2 B_{0z} = D_{21} \operatorname{ch} k(D-z) + D_{22} \operatorname{sh} k(D-z),$$

$$\kappa_{22}^2 = k^2 + i\mu_0\sigma_{22}\omega,$$

$$D_{21} = i\mu_0\sigma_{22}k^2 A \frac{\operatorname{sh} kd - \frac{\omega^2}{gk} \operatorname{ch} kd}{\operatorname{sh} k(D-d)} iF_x.$$

Решение уравнения (6) во всех четырех слоях может быть записано в следующем виде:

$$B_{0z}(z) = \begin{cases} G_1 e^{kz}, & z < 0 \\ G_1 \left(\operatorname{ch} \kappa_{21} z + \frac{k}{\kappa_{21}} \operatorname{sh} \kappa_{21} z \right) + N(z), & d > z > 0 \\ G_3 \left(\operatorname{ch} \kappa_{22} (D-z) + \frac{\kappa_3}{\mu \kappa_{22}} (D-z) \right) + M(z), & D > z > d, \\ G_3 e^{\kappa_3 (D-z)}, & z > D \end{cases} \quad (7)$$

где

$$N(z) = S_{11} (\operatorname{ch} kz - \operatorname{ch} \kappa_{21} z) + S_{12} \left(\operatorname{sh} kz - \frac{k}{\kappa_{21}} (\operatorname{sh} \kappa_{21} z) \right),$$

$$M(z) = S_{21} (\operatorname{ch} k(D-z) - \operatorname{ch} \kappa_{22} (D-z)) + S_{22} \left(\operatorname{sh} k(D-z) - \frac{k}{\kappa_{22}} \operatorname{sh} \kappa_{22} (D-z) \right),$$

$$S_{11} = -i\frac{k^2 A}{\omega} \left(F_z + i\frac{\omega^2}{gk} F_x \right), \quad S_{12} = \frac{k^2 A}{\omega} \left(\frac{\omega^2}{gk} F_z + iF_x \right),$$

$$S_{21} = i\frac{k^2 A}{\omega} \frac{\operatorname{sh} kd - \frac{\omega^2}{gk} \operatorname{ch} kd}{\operatorname{sh} k(D-d)} F_z,$$

$$S_{22} = -\frac{k^2 A}{\omega} \frac{\operatorname{sh} kd - \frac{\omega^2}{gk} \operatorname{ch} kd}{\operatorname{sh} k(D-d)} F_x.$$

Коэффициенты G_1 и G_3 , являющиеся по смыслу амплитудами B_{0z} на поверхности воды и на дне соответственно, находятся из граничных условий на границе раздела слоев воды

$$\begin{pmatrix} \operatorname{ch} \kappa_{21} d + \frac{k}{\kappa_{21}} d & -\operatorname{ch} \kappa_{22} \delta - \frac{\kappa_3}{\mu \kappa_{22}} \operatorname{sh} \kappa_{22} \delta \\ \kappa_{21} \operatorname{sh} \kappa_{21} d + k \operatorname{ch} \kappa_{21} d & \kappa_{22} \left(\operatorname{sh} \kappa_{22} \delta + \frac{\kappa_3}{\mu} \operatorname{ch} \kappa_{22} \delta \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_1 \\ G_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M(d) - N(d) \\ M'((d) - N'(d)) \end{pmatrix}. \quad (8)$$

В рамках введенной четырехслойной модели океана, соотношения (7)–(8) являются количественным решением задачи расчета магнитного поля, индуцированного двумерной гармонической волной (как поверхностной, так и внутренней), имеющей произвольное (относительно геомагнитного поля) направление распространения.

$$\mathbf{v}_{0z} = \begin{cases} \frac{\text{sh}kz - \frac{\omega^2}{gk} \text{ch}kz}{-i\alpha\omega}, & 0 < z < d \\ \frac{\text{sh}kd - \frac{\omega^2}{gk} \text{ch}kd}{-i\alpha\omega} \frac{\text{sh}k(D-z)}{\text{sh}k(D-d)}, & d < z < D \end{cases}, \quad \mathbf{v}_{0x} = \begin{cases} \frac{\text{ch}kz - \frac{\omega^2}{gk} \text{sh}kz}{-\alpha\omega}, & 0 < z < d \\ \frac{\text{sh}kd - \frac{\omega^2}{gk} \text{ch}kd}{\alpha\omega} \frac{\text{ch}k(D-z)}{\text{sh}k(D-d)}, & d < z < D \end{cases}.$$

Обе компоненты имеют максимум по z на пикноклине ($z = d$), компонента \mathbf{v}_{0z} обращается в ноль на поверхности и на дне океана. Кроме того, вертикальная компонента \mathbf{v}_{0z} имеет зависящий от z максимум по ω .

Используя решение (7)–(8) с соответствующим дисперсионным соотношением и значением A , получим магнитное поле, индуцированное внутренней волной. Это магнитное поле зависит от многих параметров – частоты волны ω , направления распространения волны по отношению к геомагнитному полю \mathbf{F} , проводимости σ_3 и магнитной проницаемости μ донных пород, проводимостей обоих слоев морской воды и вертикальной координаты точки наблюдения z . На ри-

3. АНАЛИЗ МАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ

3.1. Внутренние волны

Гидродинамика внутренних волн описывается в нашей модели потенциалом скорости (1), дисперсионным соотношением (3) и выражением (5) для величины A . Амплитуды компонент гидродинамической скорости получаются при этом такими:

сунке 1 показана частотная зависимость компонент магнитного поля (в единицах $|\mathbf{F}|$), индуцированного внутренней волной на глубине $z = 25$ м ($D = 300$ м, $d = 50$ м, $\theta = 0.01$, $a = 1$ м). Электромагнитные параметры среды таковы: $\sigma_{21} = 5$ сим/м, $\sigma_{22} = 4$ сим/м, $\sigma_3 = 1$ сим/м, $\mu = 1$ (то есть, донные породы немагнитные и слабопроводящие), волна распространяется под углом $\beta = 45^\circ$ к магнитному меридиану, а магнитное склонение $\alpha = 45^\circ$. Кривая (1) – вертикальная компонента поля, а кривая (2) – горизонтальная.

На рисунках 2 и 3 показаны зависимости от глубины вертикальной (1) и горизонтальной (2) компонент магнитного поля, индуцированного внутренней волной с периодом 360 с. Рисунок 3 соответствует случаю немагнитного слабопрово-

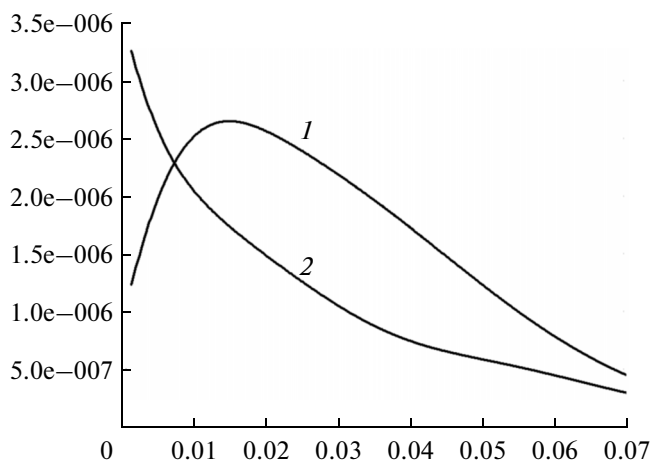


Рис. 1. Компоненты магнитного поля, индуцированного внутренней волной: B_{0z} (кривая 1) и B_{0x} (кривая 2) (в единицах $F \approx 5 \times 10^{-5}$ Тл) в зависимости от частоты ω (в рад/с).

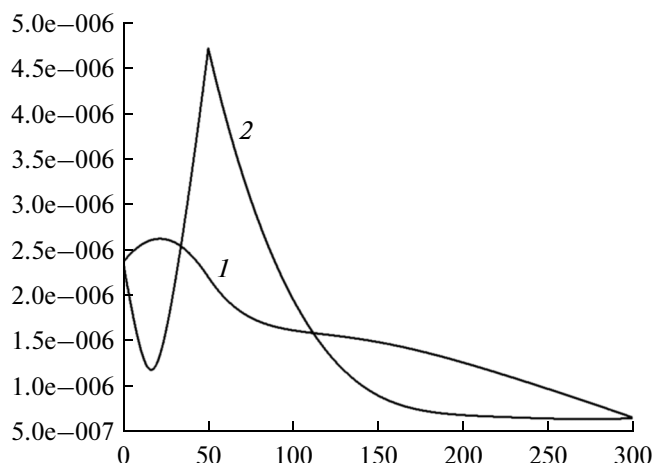


Рис. 2. Компоненты магнитного поля, индуцированного внутренней волной: B_{0z} (кривая 1) и B_{0x} (кривая 2) (в единицах $F \approx 5 \times 10^{-5}$ Тл) в зависимости от глубины точки наблюдения z (в метрах). Немагнитное слабопроводящее дно ($\sigma_3 = 1$ сим/м, $\mu = 1$).

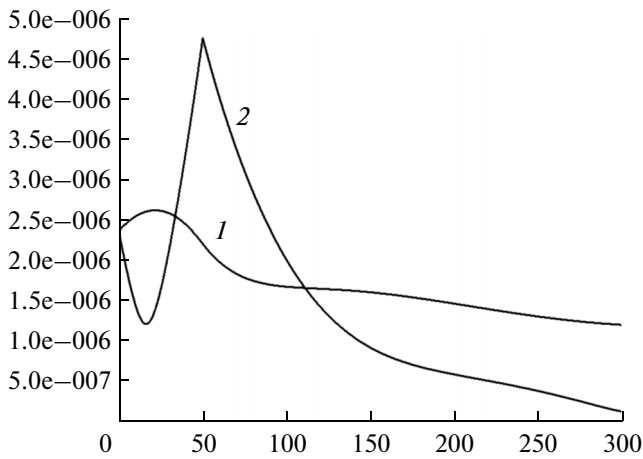


Рис. 3. Компоненты магнитного поля, индуцированного внутренней волной: B_{0z} (кривая 1) и B_{0x} (кривая 2) (в единицах $F \approx 5 \times 10^{-5}$ Тл) в зависимости от глубины точки наблюдения z (в метрах). Магнитное проводящее дно ($\sigma_3 = 100$ сим/м, $\mu = 1$).

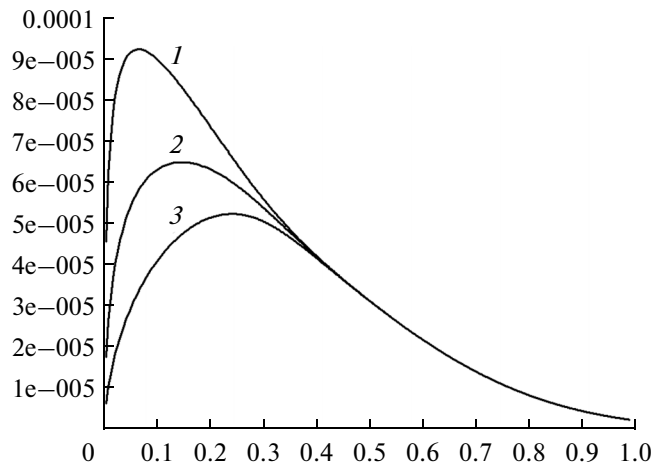


Рис. 4. Вертикальная компонента магнитного поля B_{0z} (в единицах $F \approx 5 \times 10^{-5}$ Тл), индуцированного поверхностной волной в зависимости от частоты ω (в рад/с) на горизонте 40 м при различных значениях σ_3 : (1) – 100 сим/м, (2) – 1000 сим/м и (3) – 10000 сим/м.

дящего дна ($\sigma_3 = 1$ сим/м, $\mu = 1$), а рис. 4 – случаю магнитного дна с достаточно высокой проводимостью ($\sigma_3 = 100$ сим/м, $\mu = 10$). Из рисунков видно, что горизонтальная компонента магнитного поля (2) имеет максимум вблизи пикноклина и слабо зависит от электромагнитных свойств дна. Вертикальная (1) компонента магнитного поля заметно зависит от магнитной проницаемости и электрической проводимости донных пород, но только вблизи дна.

3.1. Поверхностные волны

Для нахождения магнитных вариаций, генерируемых поверхностными волнами, используем общее решение (7)–(8), дисперсионное соотношение (2) и выражение (4). Магнитное поле, индуцированное поверхностными волнами, рассматривалось многими авторами, например [Bullard and Parker, 1971; Сочельников, 1979, Лейбо и Семенов] см. также Смагин и др [2013]. Наша модель приводит к тем же основным свойствам индуцированного поля при соответствующем выборе параметров. Поэтому мы ограничимся анализом влияния лишь тех параметров, которые не были достаточно подробно учтены ранее, а именно – электромагнитных свойств донных пород. На рисунке 4 показаны частотные зависимости амплитуды колебаний вертикальной компоненты индуцированного магнитного поля (в долях от геомагнитного поля F) на горизонте 40 м при различных значениях σ_3 : 1 – 100 сим/м, 2 – 1000 сим/м и 3 – 10000 сим/м. Расчет выполнен при следующих параметрах $D = 200$ м, $d = 40$ м, $a = 1$ м, $\sigma_{21} = 5$ сим/м, $\sigma_{22} = 4$ сим/м, $\mu = 1$, $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 0^\circ$. Из рисунков видно, что все частотные зависимости обладают общими свой-

ствами – индуцированное поле (вертикальная его компонента) обращается в ноль при $\omega \rightarrow 0$ и при $\omega \rightarrow \infty$, проходя через максимум B_{max} при некотором ω_m . Величина и положение этого максимума зависит не только от электромагнитных свойств дна, но и от других параметров – глубины точки наблюдения и направления распространения волны по отношению к геомагнитному полю. Расчет показывает, что с ростом проводимости донных пород ω_m растет, а B_{max} падает при постоянных значениях остальных параметров. Магнитная проницаемость донных пород оказывает противоположное влияние – ω_m уменьшается, а B_{max} растет при увеличении μ .

Реальное морское ветровое волнение случайным образом изменяется во времени и пространстве, так что оказывается нестационарным, неоднородным и вероятностным гидродинамическим случайным полем [Давидан и др., 1978; 1985]. В некоторых специальных условиях волнообразования (устойчивый по силе и направлению ветер, постоянная глубина моря и др.) это поле может быть упрощено и отнесено с известной долей приближения к классу стационарных и однородных случайных полей [Луговский, 1976], среднестатистические характеристики которых определяются через спектральные параметры волнения [Ochi, 1982].

Частотно-угловые спектры компонент индуцированного магнитного поля находятся по формулам [Смагин и др., 2012]:

$$S_z^m(\omega, \beta) = S(\omega, \beta) |B_{0z}|^2, \tag{9}$$

$$S_x^m(\omega, \beta) |B_{0x}|^2,$$

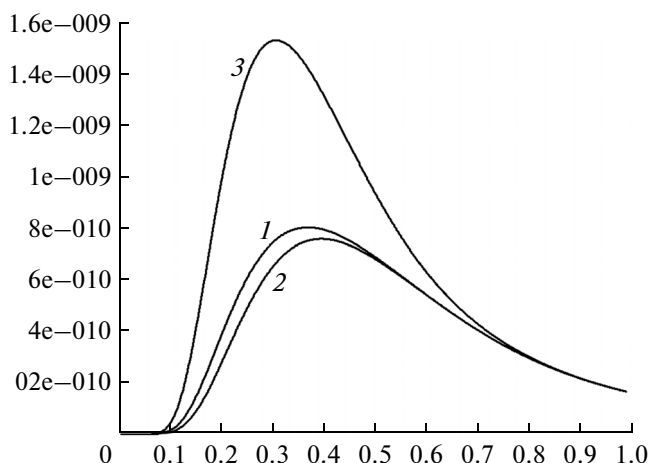


Рис. 5. Магнитные спектральные функции $S_z^m(\omega)$ (в единицах $F^2 \approx 2.5 \times 10^{-9} \text{ Тл}^2$; частота ω в рад/с) для различных типов дна. Кривая (1) — $\sigma_3 = 1 \text{ сим/м}$, $\mu = 1$, кривая (2) — $\sigma_3 = 1000 \text{ сим/м}$, $\mu = 1$, кривая (3) — $\sigma_3 = 1 \text{ сим/м}$, $\mu = 1000$.

где $S(\omega, \beta)$ — частотно-угловой спектр морского волнения. Ограничимся приближением, в котором $S(\omega, \beta)$ представляется в виде произведения частотного и углового спектров [Луговский, 1976]

$$S(\omega, \beta) = S(\omega)\Omega(\beta).$$

Проведем расчет передаточных функций $|B_{0z,x}|^2$ и спектральных плотностей (9) для следующего случая. Частотный спектр $S(\omega)$ зададим в виде [Луговский, 1976]

$$S(\omega) = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^p \exp\left(-\frac{p}{p-1} \left(\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^{p-1} - 1\right)\right), \quad (10)$$

ω_0 — зависящая от скорости ветра частота максимума спектральной функции ветрового волнения, параметр p определяет “ширину” спектра. Угловая функция распределения $\Omega(\beta)$ зависит от угла β_0 между направлением ветра и магнитным меридианом. В качестве этой функции выберем “узкий” угловой спектр $\Omega_1(\beta) = \delta(\beta - \beta_0)$, где δ — дельта-функция. (Расчет показывает, что использование более реалистических угловых распределений, описанных в [Луговский, 1976], мало влияет на конечный результат, за исключением случаев, когда $\beta_0 = 0$ или $\pi/2$).

На рисунке 5 представлены графики магнитных частотных спектров $S_z^m(\omega)$ на поверхности моря глубиной 50 м. Спектры рассчитаны для частотного спектра ветрового волнения (10) с параметрами $\omega_0 = 0.5 \text{ рад/с}$ и $p = 3$. Рисунок иллюстрирует влияние электрических и магнитных свойств дна на магнитные частотные спектры: кривая (1) построена для случая $\sigma_3 = 1 \text{ сим/м}$, $\mu = 1$, кривая (2) —

для случая $\sigma_3 = 1000 \text{ сим/м}$, $\mu = 1$ и кривая (3) — для случая $\sigma_3 = 1 \text{ сим/м}$, $\mu = 1000$. Все три кривые имеют максимумы при некоторых значениях $\omega_{m0} < \omega_0$. Видно, что влияние электрической проводимости донных пород на магнитную спектральную функцию выражается в увеличении ω_{m0} по сравнению с диэлектрическим дном, а влияние магнитной проницаемости — в уменьшении ω_{m0} по сравнению с немагнитным дном.

3. ВЫВООДЫ

Таким образом, нами построена модель морской среды, позволяющая с единой точки зрения рассмотреть магнитные вариации, генерируемые как поверхностными, так и внутренними гравитационными волнами с учетом некоторых электромагнитных свойств донных пород. С помощью этой модели мы проанализировали некоторые особенности возникающих магнитных вариаций и пришли к следующим основным выводам.

1. Как для внутренних, так и для поверхностных волн, вертикальная компонента индуцированного магнитного поля обращается в ноль при $\omega \rightarrow 0$ и при $\omega \rightarrow \infty$ (это следует из решения (7)–(8)). Вследствие этого $B_{0z}(\omega)$ имеет максимум B_{\max} при некоторой частоте $\omega_m(z)$ на всех горизонтах z .

2. Электрическая проводимость σ_3 и магнитная проницаемость μ донных пород влияют на B_{\max} и ω_m следующим образом. С увеличением σ_3 частота максимума ω_m монотонно растет, стремясь к некоторому пределу при $\sigma_3 \rightarrow \infty$, а величина B_{\max} уменьшается. С ростом μ частота ω_m уменьшается, а B_{\max} растет.

3. Поведение амплитуд вертикальной и горизонтальной компонент магнитного поля, генерируемого внутренними волнами, в зависимости от глубины таково: горизонтальная компонента максимальна на пикноклине, а положение максимума вертикальной компоненты определяется параметрами модели (периодом волны, глубиной океана и т.д.).

4. Численный расчет показывает, что для поверхностных волн положение максимума ω_m при типичных для морской среды параметрах не превосходит 0.3–0.35 рад/с, что меньше типичных значений частоты максимума спектра ветрового волнения [Луговский, 1976], то есть практически всегда $\omega_m < \omega_0$. Вследствие этого, частота максимума магнитной спектральной плотности ω_{m0} меньше, чем ω_0 .

5. Частота максимума магнитной спектральной плотности ω_{m0} увеличивается с ростом электрической проводимости донных пород σ_3 и уменьшается с ростом их магнитной проницаемости μ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Беляев В.С., Гезенцевейг А.Н.* О вертикальной структуре поля электропроводности в верхнем термоклине // Изв. АН СССР. Физика Земли. № 10. С. 1114–1118. 1980.
- *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР. 502 с. 1956.
- *Ваньян Л.Л., Бердичевский М.Н., Васин Н.Д.* О нормальном геоэлектрическом разрезе // Изв. АН СССР. Физика Земли. № 2. С. 73–76. 1980.
- *Ваньян Л.Л., Шиловский П.П.* Глубинная электропроводность океанов и континентов. М.: Наука, 88 с. 1983.
- *Горская Е.М., Скрынников Р.Т., Соколов Г.В.*, Вариации магнитного поля, индуцированные движением морских волн на мелководье // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 12. № 1. С. 153–156. 1972.
- *Гульельми А.В.*, Ультранизкочастотные электромагнитные волны в коре и магнитосфере Земли // УФН. Т. 177. № 13. С. 1258–1276. 2007.
- *Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А.* Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеоздат, 304 с. 1985.
- *Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А.* Ветровое волнение как вероятностный гидродинамический процесс. Л.: Гидрометеоздат, 287 с. 1978.
- *Зоммерфельд А.* Электродинамика. М.: Изд-во иностранной литературы, 505 с. 1958.
- *Лейбо А.Б., Семенов В.Ю.* Электромагнитное поле, индуцированное волновым движением жидкости // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 15. № 2. С. 231–234. 1975.
- *Луговский В.В.* Динамика моря. Л.: Судостроение, 199 с. 1976.
- *Меджитов Р.Д., Буров Б.А.* Экспериментальные исследования электромагнитных полей океана в диапазоне частот 1–200 Гц / Исследования электромагнитных полей в морях и океанах. Владивосток: Изд-во ДВГУ, С. 91–110. 1983.
- *Монин А.С., Каменкович В.М., Корт В.Г.* Изменчивость Мирового океана, Л.: Гидрометеоздат, 262 с. 1974.
- *Савченко В.Н., Смагин В.П., Фонарев Г.А.* Вопросы морской электродинамики. Владивосток: Изд-во ВГУЭС. 208 с. 1999.
- *Сёмкин С.В., Смагин В.П.* Влияние самоиндукции на процесс генерации магнитного поля поверхностной морской волной // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 48. № 2. С. 232–238. 2012.
- *Смагин В.П., Савченко В.Н.* Электромагнитные поля морских волн в электростратифицированном море // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 19. № 4. С. 715–721. 1979.
- *Смагин В.П., Савченко В.Н.* О влиянии электростратификации моря на магнитные поля волн // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 20. № 3. С. 571–573. 1980.
- *Смагин В.П., Савченко В.Н., Сёмкин С.В.* Магнитные вариации волнения в прибрежной зоне моря с плоским наклонным дном // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. № 4. С. 559–563. 2005.
- *Смагин В.П., Савченко В.Н., Семкин С.В.* Электромагнитные и акустомагнитные поля океаносферы. Saarbrücken, Germany: Palmarium Academic Publishing, 346 с. 2012.
- *Смагин В.П., Савченко В.Н., Сёмкин С.В.* Океаносферные электромагнитные поля гидродинамического источника. Владивосток: Изд-во ДВФУ. 152 с. 2013.
- *Сочельников В.В.* Основы теории естественного электромагнитного поля в море. Л.: Гидрометеоздат, 216 с. 1979.
- *Сочельников В.В., Савченко В.Н.* Морские электромагнитные поля. Часть I. Течения, вихри, волны, зондирование. Владивосток. Изд-во ВГУЭС, 124 с. 2004.
- *Сретенский Л.Н.* Теория волновых движений жидкости. М.: Наука, 816 с. 1977.
- *Фонарев Г.А., Семенов В.Ю.* Электромагнитное поле морских поверхностных волн / Исследование геомагнитного поля на акваториях морей и океанов. М.: ИЗМИРАН, С. 143–150. 1978.
- *Шулейкин В.В.* Физика моря. М.: Наука, 1083 с. 168.
- *Beal H.T., Weaver J.T.* Calculations of magnetic variations induced by internal ocean waves // J. Geophys. Res. V. 75. № 33. P. 6846–6852. 1970.
- *Bullard E.C., Parker R.L.* Electromagnetic induction in the oceans // The Sea. N.Y.: Interscience. V. 4. Part 1. P. 695–730. 1971.
- *Cox C.S., Filloux J.H., Larsen J.C.* Electromagnetic studies of ocean currents and electrical conductivity below the ocean-floor / The sea. N.Y.; Interscience. V. 4. Part. 1. P. 637–693. 1971.
- *Ochi M.K.* Stochastic analysis and probabilistic prediction of random seas // Advances in hydroscience. V. 13. P. 217–375. 1982.