АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ГЕОМАГНЕТИЗМ
И
АЭРОНОМИЯ

Том XXIX

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

МОСКВА · 1989

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

Том XXIX 1989 № 4

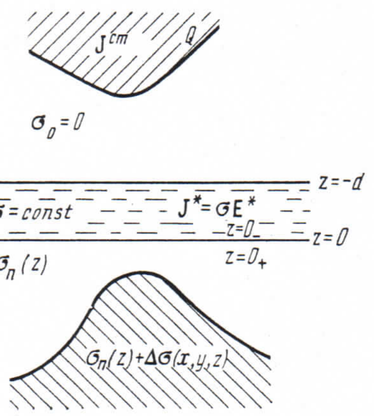
УДК 551.463.7

РАЗДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДНЕ МОРЕЙ И ОКЕАНОВ НА НОРМАЛЬНОЕ И АНОМАЛЬНОЕ С УЧЕТОМ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА

Жданов М. С., Шабелянский С. В.

Рассматривается проблема пространственного анализа электромагнитного поля, измеренного на дне моря, при наличии в толще воды стороннего источника поля. В области пространственных спектров получены выражения для определения компонент нормального и аномального полей, причем только для вертикальной компоненты нормального электрического поля необходима информация о вертикальной компоненте электрического поля гидродинамического источника, а для остальных компонент достаточно стандартных измерений электромагнитного поля на дне.

Введение. Необходимым этапом при интерпретации данных глубинных электромагнитных исследований является пространственный анализ поля, направленный на выделение из наблюденного электромагнитного поля составляющих, обусловленных интересующими исследователя геоэлектрическими объектами. В [1] выведены основные формулы разделения полей, измеренных на суше (на поверхности Земли). Задача разделения полей, зарегистрированных на дне морей и океанов, рассмотрена в [2]. Вместе с тем в [2] не учитывалось наличие в море источников электромагнитного поля гидродинамической природы, что ограничивает область применимости указанных решений. Таким образом, актуальной представляется проблема анализа полей на дне морей и океанов с учетом влияния гидродинамических источников, т. е. с учетом полей, индуцированных движением масс морской воды в постоянном магнитном поле Земли.



Геоэлектрическая модель, используемая для разделения поля на нормальное и аномальное на дне моря

1. Рассмотрим модель, представленную на рисунке, в которой горизонтальный слой морской воды толщиной d и удельной электропроводности σ отделяет непроводящую атмосферу ($\sigma_0=0$) от неоднородной Земли с произвольным распределением проводимости $\sigma(x, y, z)=\sigma_n(z)+\Delta\sigma(x, y, z)$, где $\sigma_n(z)$ — нормальная электропроводность разреза, описываемая кусочно-непрерывной функцией, $\Delta\sigma(x, y, z)$ — аномальная электропроводность. Плоскость $z=0$ совпадает с дном моря, ось z направлена вниз. В атмосфере локализован сторонний ток $\mathbf{J}^{ст}$, в толще воды — сторонний ток $\mathbf{J}^*=\sigma\mathbf{E}^*$, вызванный движением морской воды со скоростью $\mathbf{V}$ в постоянном магнитном поле Земли $\mathbf{B}(\mathbf{E}^*=\mathbf{V}\times\mathbf{B})$. Электромагнитное поле $\mathbf{H}$, $\mathbf{E}$ и стороннее поле $\mathbf{E}^*$ считаем квазистационарными, зависимость полей от времени выражается множителем $e^{-i\omega t}$, магнитная проницаемость всюду постоянна и равна проницаемости вакуума, $\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}$ Гн/м. Сформулируем задачу: на дне ($z=0$) задано распределение поля $\mathbf{H}$, $\mathbf{E}$; требуется разделить это поле на нормальное $\mathbf{H}^n$, $\mathbf{E}^n$, возбуждаемое в Земле токами $\mathbf{J}^{ст}$ и $\mathbf{J}^*$ при $\Delta\sigma\equiv0$, и аномальное $\mathbf{H}^a$, $\mathbf{E}^a$, возникающее за счет геоэлектрических неоднородностей, при известных σ_n и $\mathbf{E}^*$:

$$\mathbf{H}=\mathbf{H}^n+\mathbf{H}^a;\ \mathbf{E}=\mathbf{E}^n+\mathbf{E}^a. \qquad (1)$$

В указанной модели для $-d\leqslant z\leqslant 0$ поле удовлетворяет следующим уравнениям Максвелла:

$$\operatorname{rot}\mathbf{H}=\sigma(\mathbf{E}+\mathbf{E}^*); \qquad (2)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E}=i\omega\mu_0\mathbf{H}; \qquad (3)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{H}=0; \qquad (4)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{E}=-\operatorname{div}\mathbf{E}^*. \qquad (5)$$

Магнитное поле и горизонтальные компоненты электрического поля на границах разрыва σ непрерывны, а вертикальная компонета E_z при $z=0$ удовлетворяет условиям

$$\sigma(E_z+E_z^*)\big|_{0-}=\sigma_n E_z\big|_{0+}; \qquad (6)$$

$$\left(\frac{\partial E_z}{\partial z}+\operatorname{div}\mathbf{E}^*\right)\bigg|_{0-}=\frac{\partial E_z}{\partial z}\bigg|_{0+}. \qquad (7)$$

Учитывая (1)–(6), запишем уравнения Максвелла отдельно для нормального и аномального полей:

$$\operatorname{rot}\mathbf{H}^n=\sigma(\mathbf{E}^n+\mathbf{E}^*); \qquad (8а)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E}^n=i\omega\mu_0\mathbf{H}^n; \qquad (9а)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{H}^n=0, \qquad (10а)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{E}^n=-\operatorname{div}\mathbf{E}^*; \qquad (11а)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{H}^a=\sigma\mathbf{E}^a; \qquad (8б)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E}^a=i\omega\mu_0\mathbf{H}^a; \qquad (9б)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{H}^a=0; \qquad (10б)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{E}^a=0. \qquad (11б)$$

2. Перейдем от полей $\mathbf{H}$, $\mathbf{E}$ и $\mathbf{E}^*$ и их пространственным спектрам:

$$\mathbf{h}(z)=\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\mathbf{H}(x,y,z)\exp[i(k_x x+k_y y)]\,dx\,dy;$$

$$\mathbf{e}(z)=\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\mathbf{E}(x,y,z)\exp[i(k_x x+k_y y)]\,dx\,dy; \qquad (12)$$

$$\mathbf{e}^*(z)=\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\mathbf{E}(x,y,z)\exp[i(k_x x+k_y y)]\,dx\,dy.$$

Так как аномальное поле не имеет источников в море, то, согласно [1],

$$h_z^a(-d)=h_z^a(0)\operatorname{ch}\eta d-h_z^{a\prime}(0)\frac{\operatorname{sh}\eta d}{\eta}; \qquad (13)$$

$$h_z^{a\prime}(-d)=-h_z^a(0)\,\eta\operatorname{sh}\eta d+h_z^{a\prime}(0)\operatorname{ch}\eta d. \qquad (14)$$

Здесь и далее штрихом обозначено дифференцирование по z,

$$\eta=\sqrt{\eta_0^2-i\omega\mu_0\sigma};\ \operatorname{Re}\eta>0;\ \eta_0^2=k_x^2+k_y^2.$$

В атмосфере вне области, занятой $\mathbf{J}^{\text{ст}}$, аномальное магнитное поле можно выразить через скалярный потенциал

$$\mathbf{H}^a = -\operatorname{grad} U^a; \ \ \Delta U^a = 0. \tag{15}$$

Переходя к спектру u^a аналогично (12), перепишем (15)

$$\mathbf{h}^a = ik_x u^a \mathbf{d}_x + ik_y u^a \mathbf{d}_y - u^{a\prime} \mathbf{d}_z, \tag{16}$$

где $\{\mathbf{d}_x, \mathbf{d}_y, \mathbf{d}_z\}$ — ортонормированный базис данной системы координат xyz. Далее в соответствии с [2] нетрудно получить

$$h_z^{a\prime}(-d) = \eta_0 h_z^a(-d). \tag{17}$$

Подставим (13), (14) в (17):

$$\eta_0\left(h_z^a(0)\operatorname{ch}\eta d - h_z^{a\prime}(0)\frac{\operatorname{sh}\eta d}{\eta}\right) = \eta\left(-h_z^a(0)\operatorname{sh}\eta d + h_z^{a\prime}(0)\frac{\operatorname{ch}\eta d}{\eta}\right), \tag{18}$$

и после несложных преобразований получим

$$h_z^{a\prime}(0) = \eta \operatorname{cth}\left(\eta d + \operatorname{arcth}\frac{\eta_0}{\eta}\right) h_z^a(0). \tag{19}$$

В соответствии с известной формулой [1] для нормального поля имеем

$$h_z^{n\prime}(0) = \frac{i\omega\mu_0}{Z^*} h_z^n(0), \tag{20}$$

где Z^* — значение индукционного спектрального импеданса нормальной модели с проводимостью $\sigma_n(z)$ при $z=0$.

Спектр вертикальной компоненты магнитного поля, согласно (1), есть сумма спектров нормального и аномального полей, аналогичное соотношение имеет место и для вертикальной производной спектра h_z:

$$h_z^a + h_z^n = h_z; \tag{21}$$

$$h_z^{a\prime} + h_z^{n\prime} = h_z'. \tag{22}$$

Здесь и далее аргумент (координату z) спектров при $z=0$ будем опускать

Подставляя (19), (20) в (22) и учитывая (4), получаем

$$\eta \operatorname{cth}\left(\eta d + \operatorname{arcth}\frac{\eta_0}{\eta}\right) h_z^a + \frac{i\omega\mu_0}{Z^*} h_z^n = ik_x h_x + ik_y h_y. \tag{23}$$

Принимая во внимание (21), после подстановки в (23) и преобразований выражаем нормальное поле h_z^n через спектры полного поля

$$h_z^n = \frac{ik_x h_x + ik_y h_y - \eta \operatorname{cth}\left(\eta d + \operatorname{arcth}\frac{\eta_0}{\eta}\right) h_z}{\frac{i\omega\mu_0}{Z^*} - \eta \operatorname{cth}\left(\eta d + \operatorname{arcth}\frac{\eta_0}{\eta}\right)}, \tag{24}$$

откуда

$$h_z^{n\prime} = \frac{\omega\mu_0 k_x h_x + \omega\mu_0 k_y h_y + i\omega\mu_0 \eta \operatorname{cth}\left(\eta d + \operatorname{arcth}\frac{\eta_0}{\eta}\right) h_z}{i\omega\mu_0 - \eta \operatorname{cth}\left(\eta d + \operatorname{arcth}\frac{\eta_0}{\eta}\right) Z^*}. \tag{25}$$

Теперь, подставляя (24) в (21) и принимая во внимание (19), получаем спектры вертикальной компоненты аномального поля и ее вертикальной производной:

$$h_z^a = \frac{-ik_x h_x - ik_y h_y + i\omega\mu_0 h_z / Z^*}{i\omega\mu_0 / Z^* - \eta \operatorname{cth}(\eta d + \operatorname{arcth}(\eta_0/\eta))} \tag{26}$$

$$h_z^{a\prime} = \frac{-ik_x h_x - ik_y h_y + i\omega\mu_0 h_z / Z^*}{i\omega\mu_0 / \eta Z^* \operatorname{cth}(\eta d + \operatorname{arcth}(\eta_0/\eta)) - 1}, \tag{27}$$

Отметим, что формулы для спектров аномальной и нормальной вертикальных компонент и их вертикальных производных совпадают с соответствующими выражениями из [2].

3. Найдем спектры нормальной и аномальной вертикальных компонент электрического поля. По аналогии с (13) и (14)

$$e_z^a(0_-)=e_z^a(-d)\,\mathrm{ch}\,\eta d+e_z^{a'}(-d)\,\frac{\mathrm{sh}\,\eta d}{\eta}, \tag{28}$$

$$e_z^{a'}(0_-)=e_z^a(-d)\,\eta\,\mathrm{sh}\,\eta d+e_z^{a'}(-d)\,\mathrm{ch}\,\eta d. \tag{29}$$

На уровне моря, очевидно, $e_z^a=0$, таким образом, выражения (28) и (29) принимают вид

$$e_z^a(0_-)=e_z^{a'}(-d)\,\frac{\mathrm{sh}\,\eta d}{\eta},\qquad e_z^{a'}(0_-)=e_z^{a'}(-d)\,\mathrm{ch}\,\eta d, \tag{30}$$

откуда

$$e_z^{a'}(0_-)=e_z^a(0_-)\,\eta\,\mathrm{ctg}\,\eta d. \tag{31}$$

Аналогом (20) для электрического поля является

$$e_z^{n'}(0_+)=\sigma_n(0_+)Z^{g*}e_z^n(0_+), \tag{32}$$

где Z^{g*} — значение гальванического спектрального импеданса нормальной геоэлектрической модели с электропроводностью $\sigma_n(z)$ при $z=0_+$ [1, 2].

Следовательно, учитывая, что для нормального поля выполняются соотношения (6) и (7), при $z=0_-$, находим

$$e^{n'}=ik_xe_x^*+ik_ye_y^*-e_z^{*'}+\sigma Z^{g*}e_z^*+\sigma Z^{g*}e_z^n. \tag{33}$$

В соответствии с (1) записываем (здесь и далее отсутствие аргумента в спектрах вертикальной компоненты электрического поля и ее вертикальной производной означает, что спектры берутся при $z=0_-$

$$e_z^a+e_z^n=e_z, \tag{34}$$

$$e_z^{a'}+e_z^{n'}=e_z'. \tag{35}$$

Переписываем (5) в виде

$$e_z'=ik_xe_x+ik_ye_y+ik_xe_x^*+ik_ye_y^*-e_z^{*'}. \tag{36}$$

и, подставляя (31), (33) и (36) в (35), получаем

$$e_z^a\eta\,\mathrm{cth}\,\eta d+\sigma X^{g*}e_z^*+\sigma Z^{g*}e_z^n=ik_xe_x+ik_ye_y, \tag{37}$$

откуда с учетом (34)

$$e_z^n=\frac{ik_xe_x+ik_ye_y-\eta\,\mathrm{cth}\,\eta de_z-\sigma Z^{g*}e_z^*}{\sigma Z^{g*}-\eta\,\mathrm{cth}\,\eta d}. \tag{38}$$

Вычитание e_z^n из e_z дает выражение для e_z^a:

$$e_z^a=\frac{-ik_xe_x-ik_ye_y+\sigma Z^{g*}(e_z+e_z^*)}{\sigma Z^{g*}-\eta\,\mathrm{cth}\eta d}, \tag{39}$$

а подстановка (39) в (41) позволяет получить

$$e_z^{a'}=\frac{-ik_xe_x-ik_ye_y+\sigma Z^{g*}(e_z+e_z^*)}{\sigma Z^{g*}-\eta\,\mathrm{cth}\,\eta d}\,\eta\,\mathrm{cth}\,\eta d. \tag{40}$$

4. Найдем теперь спектры горизонтальных компонент нормального и аномального полей. Для определения нормального поля воспользуемся соотношениями, вытекающими из уравнений Максвелла (8а)—(11а):

$$-ik_xh_y^n+ik_yh_x^n=\sigma(e_z^n+e_z^*), \tag{41}$$

$$-ik_xe_y^n+ik_ye_x^n=i\omega\mu_0h_z^n, \tag{42}$$

$$ik_xh_x^n+ik_yh_y^n=h_z^{n'}, \tag{43}$$

$$ik_xe_x^n+ik_ye_y^n=e_z^{n'}+e_z^{*'}-ik_xe_x^*-ik_ye_y^*. \tag{44}$$

Решая уравнения (41) и (43) относительно $h_x{}^n$ и $h_y{}^n$, получаем

$$h_x{}^n = -\frac{i}{\eta_0{}^2}\left(\sigma k_y\left(e_z{}^n + e_z{}^*\right) + k_x h_z{}^{n\prime}\right), \tag{45}$$

$$h_y{}^n = \frac{i}{\eta_0{}^2}\left(\sigma k_x\left(e_z{}^n + e_z{}^*\right) - k_y h_z{}^{n\prime}\right), \tag{46}$$

а из уравнений (42) и (44), учитывая (33), легко находим $e_x{}^n$ и $e_y{}^n$:

$$e_x{}^n = -\frac{i}{\eta_0{}^2}\left(i\omega\mu_0 k_y h_z{}^n + k_x\sigma Z^{g*}\left(e_z{}^n + e_z{}^*\right)\right), \tag{47}$$

$$e_y{}^n = \frac{i}{\eta_0{}^2}\left(i\omega\mu_0 k_x h_z{}^n - k_y\sigma Z^{g*}\left(e_z{}^n + e_z{}^*\right)\right). \tag{48}$$

Затем, что в выражения (45)—(48) везде входит сумма $e_z{}^n + e_z{}^*$. Запишем ее явно через спектры полного поля, используя (38):

$$e_z{}^n + e_z{}^* = \frac{ik_x e_x + ik_y e_y - \eta \operatorname{cth} \eta d\left(e_z + e_z{}^*\right)}{\sigma Z^{g*} - \eta \operatorname{cth} \eta d}. \tag{49}$$

Для того чтобы полностью найти аномальное поле, запишем выражения для спектров горизонтальных компонент, вытекающие из (8б)—(11б)

$$-ik_x h_y{}^a + ik_y h_x{}^a = \sigma e_z{}^a, \tag{50}$$

$$-ik_x e_y{}^a + ik_y e_x{}^a = i\omega\mu_0 h_z{}^a, \tag{51}$$

$$ik_x h_x{}^a + ik_y h_y{}^a = h_z{}^{a\prime}, \tag{52}$$

$$ik_x e_x{}^a + ik_y e_y{}^a = e_z{}^{a\prime}. \tag{53}$$

Объединяя попарно формулы (50), (52) и (51), (53), определяем

$$h_x{}^a = -\frac{i}{\eta_0{}^2}\left(\sigma k_y e_z{}^a + k_x h_z{}^{a\prime}\right), \tag{54}$$

$$h_y{}^a = \frac{i}{\eta_0{}^2}\left(\sigma k_x e_z{}^a - k_y h_z{}^{a\prime}\right), \tag{55}$$

$$e_x{}^a = -\frac{i}{\eta_0{}^2}\left(i\omega\mu_0 k_y h_z{}^a + k_x e_z{}^{a\prime}\right), \tag{56}$$

$$e_y{}^a = \frac{i}{\eta_0{}^2}\left(i\omega\mu_0 k_x h_z{}^a - k_y e_z{}^{a\prime}\right). \tag{57}$$

Наконец, подставляя (24), (25), (38), (49) в (50)—(53) и (26), (27), (39), (40) в (54)—(57), записываем окончательные выражения для спектров нормального и аномального полей на дне моря:

$$h_x{}^n = \frac{1}{\eta_0{}^2}\left(\frac{k_x{}^2 h_x + k_x k_y h_y + ik_x \eta \operatorname{cth}\left(\eta d + \operatorname{arcth}\left(\eta_0/\eta\right)\right) h_z}{1 - \eta Z^* \operatorname{cth}\left(\eta d + \operatorname{arcth}\left(\eta_0/\eta\right)\right)/i\omega\mu_0} + \right.$$
$$\left. + \frac{k_x k_y e_x + k_y{}^2 e_y + ik_y \eta \operatorname{cth} \eta d\left(e_z + e_z{}^*\right)}{Z^{g*} - \eta \operatorname{cth} \eta d/\sigma}\right), \tag{58}$$

$$h_y{}^n = \frac{1}{\eta_0{}^2}\left(\frac{k_x k_y h_x + k_y{}^2 h_y + ik_y \eta \operatorname{cth}\left(\eta d + \operatorname{arcth}\left(\eta_0/\eta\right)\right) h_z}{1 - \eta Z^* \operatorname{cth}\left(\eta d + \operatorname{arcth}\left(\eta_0/\eta\right)\right)/i\omega\mu_0} - \right.$$
$$\left. - \frac{k_x{}^2 e_x + k_x k_y e_y + ik_x \eta \operatorname{cth} \eta d\left(e_z + e_z{}^*\right)}{Z^{g*} - \eta \operatorname{cth} \eta d/\sigma}\right), \tag{59}$$

$$e_x{}^n = \frac{1}{\eta_0{}^2}\left(\frac{k_x k_y h_x + k_y{}^2 h_y + ik_y \eta \operatorname{cth}\left(\eta d + \operatorname{arcth}\left(\eta_0/\eta\right)\right) h_z}{1/Z^* - \eta \operatorname{cth}\left(\eta d + \operatorname{arcth}\left(\eta_0/\eta\right)\right)/i\omega\mu_0} + \right.$$

$$+\frac{k_x^2 e_x+k_xk_ye_y+ik_x\eta\,\mathrm{cth}\,\eta d(e_z+e_z^*)}{1-\eta\,\mathrm{cth}\,\eta d/\sigma Z^{g*}}\Bigg), \tag{60}$$

$$e_y^n=\frac{1}{\eta_0^2}\Bigg(-\frac{k_x^2h_x+k_xk_yh_y+ik_x\eta\,\mathrm{cth}\,(\eta d+\mathrm{arcth}\,(\eta_0/\eta)\,h_z}{1/Z^*-\eta\,\mathrm{cth}\,(\eta d+\mathrm{arcth}\,(\eta_0/\eta))/i\omega\mu_0}+$$
$$+\frac{k_xk_ye_x+k_y^2e_y+ik_y\eta\,\mathrm{cth}\,\eta d(e_z+e_z^*)}{1-\eta\,\mathrm{cth}\,\eta d/\sigma Z^{g*}}\Bigg), \tag{61}$$

$$h_x^a=\frac{1}{\eta_0^2}\Bigg(\frac{k_x^2h_x+k_xk_yh_y-\omega\mu_0k_xh_z/Z^*}{1-i\omega\mu_0/\eta Z^*\,\mathrm{cth}\,(\eta d+\mathrm{arcth}\,(\eta_0/\eta))}-$$
$$-\frac{k_xk_ye_x+k_y^2e_y+ik_y\sigma Z^{g*}(e_z+e_z^*)}{Z^{g*}-\eta\,\mathrm{cth}\,\eta d/\sigma}\Bigg), \tag{62}$$

$$h_y^a=\frac{1}{\eta_0^2}\Bigg(\frac{k_xk_yh_x+k_y^2h_y-\omega\mu_0k_yh_z/Z^*}{1-i\omega\mu_0/\eta Z^*\,\mathrm{cth}\,(\eta d+\mathrm{arcth}\,(\eta_0/\eta))}+$$
$$+\frac{k_x^2e_x+k_xk_ye_y+ik_x\sigma Z^{g*}(e_z+e_z^*)}{Z^{g*}-\eta\,\mathrm{cth}\,\eta d/\sigma}\Bigg), \tag{63}$$

$$e_x^a=\frac{1}{\eta_0^2}\Bigg(\frac{k_xk_yh_x+k_y^2h_y-\omega\mu_0k_yh_z/Z^*}{\eta\,\mathrm{cth}\,(\eta d+\mathrm{arcth}\,(\eta_0/\eta))/i\omega\mu_0-1/Z^*}-$$
$$-\frac{k_x^2e_x+k_xk_ye_y+ik_x\sigma Z^{g*}(e_z+e_z^*)}{\sigma Z^{g*}/\eta\,\mathrm{cth}\,\eta d-1}\Bigg), \tag{64}$$

$$e_y^a=\frac{1}{\eta_0^2}\Bigg(-\frac{k_x^2h_x+k_xk_yh_y-\omega\mu_0k_xh_z/Z^*}{\eta\,\mathrm{cth}\,(\eta d+\mathrm{arcth}\,(\eta_0/\eta))/i\omega\mu_0-1/Z^*}-$$
$$-\frac{k_xk_ye_x+k_y^2e_y+ik_y\sigma Z^{g*}(e_z+e_z^*)}{\sigma Z^*/\eta\,\mathrm{cth}\,\eta d-1}\Bigg). \tag{65}$$

Для того чтобы теперь определить сами нормальные и аномальные поля, остается выполнить обратные фурье-преобразования:

$$\mathbf{H}^{n,a}=\frac{1}{4\pi^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\mathbf{h}^{n,a}\exp[-i(k_xx+k_yy)]\,dk_x\,dk_y,$$

$$\mathbf{E}^{n,a}=\frac{1}{4\pi^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\mathbf{e}^{n,a}\exp[-i(k_xx+k_yy)]\,dk_x\,dk_y.$$

Выводы. Таким образом, поставленная задача разделения электромагнитного поля, измеренного на дне моря, на нормальное и аномальное полностью решена. Заметим, что для этого требуется знание только вертикальной компоненты стороннего поля E_z^*.

Более того, на практике даже это требование оказывается слишком жестким, поскольку при регистрации электрического поля в море измеряется не поле $\mathbf{E}$, а сумма $\mathbf{E}+\mathbf{E}^*$. В то же время на дне скорость движения воды $\mathbf{V}\equiv0$ (условие прилипания), таким образом, $\mathbf{E}^*(0_-)\equiv0$. Горизонтальные компоненты электрического поля на практике измеряются действительно при $z=0_-$ (первичные преобразователи поля размещаются на дне), а вертикальную компоненту приходится регистрировать на некоторой вертикальной базе конечной длины, т. е. точка измерения приподнята над дном, поэтому результатом электрических измерений на дне морей и океанов являются поля E_x, E_y и $E_z+E_z^*$.

Выражения для нормального и аномального полей даны в (38), (39), (58)–(65). Спектры e_z и e_z^* раздельно входят только в формулу (38), таким образом, знание вертикальной компоненты стороннего поля необходимо только для получения вертикальной компоненты нормального электрического поля, а для расчета остальных компонент нормального поля и выделения геоэлектрических аномалий достаточно стандартных измерений электрического и магнитного полей.

В заключение отметим, что дальнейший анализ аномального поля (например, выделение придонных и глубинных аномалий) можно производить в соответствии с формулами, выведенными в [2] без учета гидродинамического источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бердичевский М. Н., Жданов М. С.* Анализ аномалий переменного электромагнитного поля Земли. М.: Недра, 1981. 327 с.
2. *Бердичевский М. Н., Жданова О. Н., Жданов М. С.* Глубинная геоэлектрика в океане. М.: Наука, 1989. 81 с.

Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию
3.V 1988
После доработки
10.XI 1988