ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АКУСТИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ОКЕАНЕ

Сёмкин С.В., Смагин В.П.

Владивостокский Государственный Университет

Экономики и Сервиса, г. Владивосток

Морская вода представляет собой проводящую среду, находящуюся в постоянном геомагнитном поле. Поэтому, всякое движение в морской воде – гравитационные и акустические волны, течения и т.д. индуцируют токи и переменные электромагнитные поля. Существует много работ, посвященных определению этих индуцированных полей в различных частных случаях [Савченко и др. 1999: 208]. Однако, кроме постоянного геомагнитного поля, в Мировом океане существуют и переменные электромагнитные поля как естественного, так и искусственного происхождения. Такие переменные электромагнитные поля акустического диапазона могут взаимодействовать со звуковыми волнами в морской среде. В данной работе мы рассматриваем две стороны процесса взаимодействия акустических и переменных электромагнитных полей. С одной стороны, акустическая волна, попадающая в область переменного электромагнитного поля, индуцирует дополнительное поле, возмущающее первичное электромагнитное. С другой стороны, взаимодействие акустического и электромагнитного полей может привести к возникновению добавочных акустических гармоник.

Рассмотрим ситуацию, когда в морской среде присутствует источник электромагнитного поля. Структура поля в этом случае определяется как параметрами источника, так и электрическими свойствами морской среды. Определение этой структуры для различных конфигураций источника является отдельной задачей, рассмотренной, например, в [Крутецкий 1982: 256]. Предположим, что в области пространства, где есть такое электромагнитное поле, распространяется звуковая волна. Эта волна индуцирует дополнительное электромагнитное поле, которое накладывается на поле источника. (Аналогичное явление возникает при распространении морских волн в магнитном поле Земли [Смагин и др. 2005: 559].) Исследуем поле, индуцированное плоской монохроматической звуковой волной с частотой ω, распространяющейся вблизи источника магнитного поля, которое периодически (с частотой ω_0) меняется во времени.

Используя уравнения Максвелла и закон Ома для морской среды, можно получить уравнение, связывающее индуцированное поле $\mathbf{B}$ с магнитным полем источника $\mathbf{B}_0$ и полем скоростей акустической волны $\mathbf{v}$ [Савченко и др. 1999: 208]:

$$-\nabla^2\mathbf{B} + \mu_0\sigma\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} + \mu_0\varepsilon_0\varepsilon\frac{\partial^2\mathbf{B}}{\partial t^2} = \mu_0\sigma\mathrm{rot}[\mathbf{v},\mathbf{B}_0], \qquad (1)$$

σ – электрическая проводимость морской среды, ε – диэлектрическая проницаемость воды.

В соответствии с постановкой задачи, поле скоростей и поле источника зададим в следующей форме

$$\mathbf{v} = \mathrm{v}_a\mathbf{e}_k\exp[i((\mathbf{k},\mathbf{r})-\omega t)], \qquad \mathbf{B}_0 = \mathbf{b}_0\exp[i\omega_0 t], \qquad (2)$$

где $\mathbf{e}_k = \mathbf{k}/k$, $\omega = ck$, k - волновое число, c – скорость звука в морской воде.

Решение уравнения (1) будем искать в виде

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_+\exp[i((\omega_0+\omega)t-(\mathbf{k},\mathbf{r}))] + \mathbf{B}_-\exp[i((\omega_0-\omega)t+(\mathbf{k},\mathbf{r}))]. \qquad (3)$$

Подставляя (3) в (1) получим уравнения для функций $\mathbf{B}_+$ и $\mathbf{B}_-$, которые запишем в виде одного соотношения:

$$-\nabla^2\mathbf{B}_\pm \pm 2ik(\vec{e}_k,\nabla)\mathbf{B}_\pm + (k^2 - \mu_0\varepsilon_0\varepsilon(\omega_0\pm\omega)^2 + i\mu_0\sigma(\omega_0\pm\omega))\mathbf{B}_\pm =$$

$$= \frac{\mu_0\sigma\mathrm{v}_a}{2}\left(rot[\mathbf{e}_k,\mathbf{b}_0] \mp ik[\mathbf{e}_k,[\mathbf{e}_k,\mathbf{b}_0]]\right) \qquad (4)$$

Рассмотрим два частных случая, в которых можно пренебречь теми или иными слагаемыми в левой части уравнений (4). Предположим, что длина звуковой волны значительно меньше l - размеров области, в которой существенно меняется поле $\mathbf{b}_0$, то есть, $kl >> 1$. Естественно предположить, что характерный масштаб изменения полей $\mathbf{B}_{\pm}$ тоже порядка l. Если это предположение верно, то наибольшим в левой части (4) является третье слагаемое. Оставляя только одно это слагаемое мы получим алгебраическое уравнение для $\mathbf{B}_{\pm}$. Наименьшим по величине, в случае $kl >> 1$, является первое слагаемое в левой части (4). Если в (4) отбросить только его, получим для $\mathbf{B}_{\pm}$ обыкновенные дифференциальные уравнения первого порядка.

В противоположном случае, когда $kl << 1$, отбрасывая второе слагаемое, мы получим из (4) уравнение Гельмгольца, а при малых ω_0, когда можно отбросить и третье слагаемое в левой части (4), получим уравнение Пуассона. Рассмотрим ситуацию, когда $kl << 1$, а поле $\mathbf{b}_0$ создается переменным током в длинном прямом проводе. Пусть ток в проводе является гармонической функцией времени с частотой ω_0. В этом случае индуцированные магнитные поля с частотами $\omega_0 + \omega$ и $\omega_0 - \omega$ имеют амплитуду

$$B_{\varphi} = \frac{k\mu_0 \sigma \mathrm{v}_0}{2\pi} \int r' F_0(r') e^{i\psi(r')} K_0(k\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'\cos\varphi'}) d\varphi' dr', \qquad (5)$$

где $K_0(z)$ - функция Макдональда.

Анализ этого выражения позволяет определить особенности пространственной структуры индуцированного поля. Одной из таких особенностей является существование максимума амплитуды индуцированного поля при некоторой частоте акустической волны ω_m, причем $\omega_m \sim \frac{c}{r}(1 - \exp(-\gamma r\sqrt{\omega_0 \omega_s} / c))$, где $\omega_s = \mu_0 \sigma c^2$.

Рассмотрим теперь процесс генерации дополнительного акустического поля при взаимодействии электромагнитного и акустических полей. Известно [Мироненко и др. 200: 105], что при прохождении в морской среде звуковой волны через область с переменным электромагнитным полем генерируются добавочные акустические гармоники. Однако в настоящее время нет полной ясности в отношении механизма этой генерации. Возможное предположение о механизме генерации дополнительных звуковых гармоник, которое мы исследуем в данной работе, заключается в том, что акустические гармоники создаются механическим воздействием электромагнитного поля на индуцированные токи (пондеромоторные силы).

Предположим, что звуковая волна, созданная акустическим источником с частотой ω, распространяется в морской среде, где находится искусственный источник электромагнитного поля (антенна) с частотой ω_0. Магнитное поле $\mathbf{B}$ является суперпозицией постоянного геомагнитного поля $\mathbf{F}$ и осциллирующего поля антенны $\mathbf{B}_0$. Ограничимся только рассмотрением влияния магнитной составляющей электромагнитного поля антенны. Записав поле антенны в виде $\mathbf{B}_0 = \dfrac{1}{2}\mathbf{b}_0(\mathrm{e}^{i\omega_0 t} + \mathrm{e}^{-i\omega_0 t})$ и $\mathbf{V} = \mathbf{u}e^{i\omega t}$, получим выражение для плотности пондеромоторной силы. Это выражение будет содержать слагаемые с различными частотами. Ограничимся теми слагаемыми, частоты которых равны $\omega_\pm = \omega \pm \omega_0$ и ω_0. Звуковое давление гармоник с частотами $\omega_\pm$

$$P_\pm = -\frac{i\sigma k_\pm u_0 F_z \cos\alpha}{4\pi r}\mathrm{e}^{-ik_\pm r} I \tag{6}$$

$$I = \int B_{0z}\,\mathrm{e}^{i(\mathbf{k}_1,\mathbf{r}')}\,d\mathbf{r}', \text{ где } \mathbf{k}_1 = k_\pm \mathbf{e}_r - \mathbf{k}, \quad \alpha = \angle(\mathbf{e}_r, \mathbf{k}) \tag{7}$$

а для звуковой гармоники с частотой ω_0,

$$P_0 = \frac{\sigma\omega_0 k_0}{4\pi r}\mathrm{e}^{-ik_0 r}\int \mathrm{e}^{ik_0(\mathbf{e}_r,\mathbf{r}')}(\mathbf{e}_r,[\mathbf{A}_0,\mathbf{F}])d\mathbf{r}'. \tag{8}$$

Таким образом, формулы (6)-(8) дают возможность рассчитать дополнительные акустические гармоники для известного электромагнитного поля источника.

Расчет интеграла (7) проведем для случая, когда магнитное поле $\mathbf{B}_0$ является полем магнитного диполя с моментом $\mathbf{m} = \mathbf{m}_0\,\mathrm{e}^{i\omega_0 t}$, ориентированным по направлению вектора $\mathbf{F}$. Примем векторный потенциал диполя равным $\mathbf{A}_0 = \mu_0 \dfrac{[\mathbf{m}_0, \mathbf{r}]}{r^3}$, то есть в виде векторного потенциала стационарного диполя с переменным магнитным моментом $\mathbf{m}$. Это предположение оправдано для достаточно малых частот ω_0 когда можно пренебречь токами смещения и процессом излучения ЭМ волн. В этом случае

$$P_{\pm} = i\mu_0 m_0 \sigma k_{\pm} u_0 F_z \cos\alpha \frac{e^{-ik_{\pm}r}}{r}, \quad P_0(r,t) = -i\sigma\mu_0\omega_0 m_0 F_z \frac{e^{i(\omega_0 t - k_0 r)}}{r}.$$

Эти формулы позволяют оценить акустические давления гармоник, генерированных осциллирующим магнитным диполем.

Литература

Крутецкий И.В. Электромагнитные поля и волны в морской среде. – Л.: Судостроение, 1982. – 256 с.

Мироненко М.В., Короченцев В.И. Взаимодействие упругих и электромагнитных волн в морской среде. // Труды международного симпозиума «Подводные технологии 2000», Япония, Токио, май, 2000, с. 105-109

Савченко В.Н., Смагин В.П., Фонарев Г.А. Вопросы морской электродинамики. Владивосток, ВГУЭС, 1999, 208 с.

Смагин В.П., Савченко В.Н., Семкин С.В. Магнитные вариации волнения в прибрежной зоне моря с плоским наклонным дном. «Геомагнетизм и аэрономия», 2005, № 4, 559-563.