ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2008, том 48, № 6, с. 1–2

УДК 550.373

К ВОПРОСУ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО И АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЕЙ В МОРСКОЙ СРЕДЕ

© 2008 г. С. В. Семкин, В. П. Смагин, В. Н. Савченко
Владивостокский государственный университет экономии и сервиса, г. Владивосток
e-mail: Li15@rambler.ru

Поступила в редакцию 09.11.2006 г.
После доработки 10.01.2008 г.

Рассмотрена возможность генерации дополнительных акустических гармоник в геомагнитном поле при прохождении звуковой волны в проводящее среде через область с переменным магнитным полем. Проанализированы два возможных механизма такой генерации: параметрический и связанный с пондеромоторными силами (динамический). Получены выражения для трех акустических гармоник, генерируемых осциллирующим магнитным диполем.

PACS: 92.10.hj

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно [Мироненко и Короченцев, 2000], 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. Можно предположить, что электромагнитное поле способно генерировать периодическую тепловую структуру, которая, в свою очередь приведет к генерации дополнительных гармоник при прохождении звуковой волны [Мироненко и Короченцев, 2000]. Исследуем это предположение в рамках следующей модели.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим безграничную среду, характеризующуюся плотностью ρ, удельной теплоемкостью γ и коэффициентом теплопроводности κ. Будем считать, что в среде отсутствует тепловая конвекция и макроскопические движения. Тогда температура среды T описывается уравнением теплопроводности, решая которое с начальным условием $T = T_0$, получим

$$T = T_0 + \frac{P}{8\pi\kappa r} \times \left(1 + \exp\left(-\frac{r\sqrt{\omega_0}}{a}\right)\cos\left(\frac{r\sqrt{\omega_0}}{a} - 2\omega_0 t\right)\right), \qquad (1)$$

где $a^2 = \kappa/\rho\gamma$; $P = \int \frac{j_0^2(\mathbf{r}')}{\sigma} d\mathbf{r}'$; $f(\mathbf{r}, t) = \frac{j^2}{\sigma}$ – мощность источников тепла в единице объема; $j(\mathbf{r}, t) = j_0(r)\cos(\omega_0 t)$ – плотность тока; σ – электрическая проводимость.

Из структуры выражения (1) видно, что помимо монотонно убывающей с расстоянием составляющей температурного поля, есть и периодическая убывающая его компонента, имеющая вид бегущей тепловой волны. Сделаем количественную оценку длины этой температурной волны $\lambda = a/(2\pi\sqrt{\omega_0})$ и фазовой скорости ее распространения $v_\text{ф} = 2a\sqrt{\omega_0}$. Взяв ω_0 порядка 10^3 с$^{-1}$, получим: $\lambda \sim 10^{-6}$ м, $v_\text{ф} \sim 10^{-2}$ м/с. Таким образом, параметры температурной волны не соизмеримы с параметрами звуковой волны частоты порядка ω_0. То есть, даже если пренебречь конвективными движениями в морской среде, способными легко разрушить такую периодичность, маловероятно, что периодичность с таким малым пространственным периодом способна привести к генерации дополнительной звуковой гармоники.

Рассмотрим возможность генерации добавочных звуковых гармоник за счет пондеромоторных сил. 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. Будем основываться на линеаризованных гидроакустических уравнениях

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \operatorname{div}\mathbf{v} = 0, \quad \rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -c^2 \nabla\rho + \mathbf{f} \qquad (2)$$

Здесь ρ_0 – равновесная плотность морской воды, c – скорость звука, ρ и $\mathbf{v}$ – акустическая плотность и скорость соответственно. Плотность пондеромоторной силы при наличии только магнитного поля в морской среде $\mathbf{f} = [\mathbf{j}, \mathbf{B}]$, где $\mathbf{B}$ – магнитная индукция, а плотность тока $\mathbf{j} = \sigma[\mathbf{V}, \mathbf{B}]$ определяется законом Ома.

Магнитное поле **B** является суперпозицией постоянного геомагнитного поля **F** и осциллирующего поля антенны $\mathbf{B}_0$. Из системы (2) получим уравнение для акустического давления $P = \rho c^2$

$$\nabla^2 P - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = \mathrm{div}\mathbf{f}. \quad (3)$$

Записав поле антенны в виде $\mathbf{B}_0 = \frac{1}{2}\mathbf{b}_0(e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t})$ и $\mathbf{V} = \mathbf{u}e^{i\omega t}$ и подставляя в (3) и (2), получим выражение для плотности пондеромоторной силы. Это выражение будет содержать слагаемые с различными частотами. Ограничимся теми слагаемыми, частоты которых равны ω_0 и $\omega_\pm = \omega \pm \omega_0$. Решения для этих слагаемых получим с помощью общего решения Гельмгольца [Положий, 1964]:

$$P_0 = -\frac{e^{-ik_0 r}}{4\pi r}\int e^{ik_0(\mathbf{e}_r,\,\mathbf{r}')}\mathrm{div}\mathbf{f}_0 d\mathbf{r}', \quad \mathbf{e}_r = \mathbf{r}/r, \quad (4)$$

$$\mathbf{f}_0 = \sigma[\mathbf{E}_0, \mathbf{F}]$$

$$P_\pm = \frac{ik_\pm e^{-ik_\pm r}}{4\pi r}\int e^{ik_\pm(\mathbf{e}_r,\,\mathbf{r}')}(\mathbf{e}_r, \mathbf{f}_\pm)d\mathbf{r}', \quad (5)$$

$$\mathbf{f}_\pm = \frac{\sigma}{2}([[\mathbf{u}, \mathbf{F}], \mathbf{b}_0] + [[\mathbf{u}, \mathbf{b}_0], \mathbf{F}])$$

В дальнейших расчетах учтем только вертикальную составляющую геомагнитного поля F_z, и будем считать, что электромагнитное поле создается осциллирующим магнитным диполем с векторным потенциалом амплитуды $\mathbf{A}_0 = \mu_0\frac{[\mathbf{m}_0, \mathbf{r}]}{r^3}$, причем магнитный момент m направлен вертикально вверх. Тогда

$$P_0 = i\sigma\mu_0\omega_0 m_0 F_z\frac{e^{-ik_0 r}}{r}, \quad (6)$$

$$P_\pm = i\mu_0 m_0 \sigma k_\pm u_0 F_z \cos\alpha\frac{e^{-ik_\pm r}}{r} \quad (7)$$

(α – угол между векторами **u** и $\mathbf{e}_r$).

Выражения (6) и (7) позволяют получить количественную оценку дополнительных акустических гармоник. Введем расстояние R, на котором максимальное магнитное поле диполя (спадающее как r^{-3}) имеет порядок вертикальной компоненты геомагнитного поля F_z (10^{-5} Тл). Тогда амплитуда акустического давления P_0 (6) имеет порядок $P_0 \sim \frac{\sigma\omega_0 F_z^2 R^3}{r}$. Взяв $R \sim 10^2$ м, и $r \sim 10$–10^3 м, получим $P_0 \sim 10^{-1}$–10^{-3} Па, что легко регистрируется гидроакустическими приборами. А амплитуда (7) имеет порядок $P_z \sim 10^{-9}\frac{P_A}{r}$, где P_A – акустическое давление падающей на антенну звуковой волны. Таким образом, гармоники с частотами $\omega \pm \omega_0$ могут быть зафиксированы только в достаточно сильных звуковых полях.

3. ВЫВОДЫ

Таким образом, проведенный нами анализ показывает, что параметрический механизм не позволяет объяснить генерацию акустических гармоник. Однако, генерация дополнительных акустических гармоник вполне возможна по динамическому механизму – за счет пондеромоторных сил. При этом, наибольшую амплитуду P_0 имеет гармоника с частотой магнитного поля антенны ω_0. Гармоники же с частотами $\omega \pm \omega_0$, будут заметны только в сильных акустических полях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Мироненко М.В., Короченцев В.И.* Взаимодействие упругих и электромагнитных волн в морской среде // Тр. междунар. симп. "Подводные технологии 2000", Япония, Токио, май, с. 105–109. 2000.

– *Положий Г.Н.* Уравнения математической физики // М.: Высшая школа, с. 560. 1964.