

## **ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭМ ВОЛНЫ В ЕСТЕСТВЕННЫХ УСЛОВИЯХ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА**

*Ю.Б.Баикуев, В.Б.Хантанов, М.Г.Дембелов, И.Б.Нагуслаева*  
*Отдел физических проблем Бурятского научного центра СО РАН, Улан-Удэ*

*В статье представлены результаты моделирования поля земной волны, создаваемой вертикальным электрическим диполем над слоисто-неоднородной структурой «лед-море». Показано, что условия распространения радиоволн над ледовыми полями из-за сильно-сильноиндуктивного импеданса более благоприятны, чем над морской поверхностью. Рассмотрены результаты эксперимента по распространению поверхностных электромагнитных волн декаметрового диапазона (10 и 15 МГц) над покрытой льдом поверхностью соленого озера на трассе протяженностью до 1,2 км. Показано, что поверхностная волна затухает значительно слабее, чем «земной» луч. В поле излучения вертикального диполя фиксируется наличие волны, амплитуда которой убывает с расстоянием  $R$  до излучателя примерно как  $1/R^{1/2}$ , что соответствует расходимости поверхностной волны. Получены значения модуля функции ослабления  $|W|$ , существенно превышающие единицу и достигающие  $|W| \approx 2$ , которые обусловлены поверхностной волной. Данные по затуханию поверхностной волны, полученные в эксперименте, согласуются с результатами численных расчетов электромагнитного поля.*

### **Введение**

В связи с проблемами Северного морского пути и шельфовых разработок большое значение для России имеет режим морского льда Арктики. Обзор литературы по арктическим акваториям показал, что электромагнитные характеристики слоистых структур с резко контрастными электрическими свойствами «лед-соленая вода» и процессы распространения радиоволн над ними исследованы не достаточно полно и глубоко. Исследование распространения поверхностных электромагнитных волн (функция ослабления  $W$ , уровень электромагнитного поля  $E$ ) над структурой «лед-море» проведено на основе эксперимента и моделирования с использованием хорошо разработанных методов расчетов [1].

### **Цель работы**

Сравнение экспериментальных результатов с данными численного моделирования распространения поверхностных электромагнитных волн над слоисто-неоднородной структурой «лед-соленая вода».

### **Решаемые задачи**

Определение поверхностного импеданса структуры «лед-соленая вода», расчеты характеристик электромагнитного поля в ДВ-СВ-КВ диапазонах волн над кусочно-неоднородными радиотрассами и эксперименты по распространению поверхностных электромагнитных волн декаметрового диапазона в естественных условиях.

### **1. Поверхностный импеданс структуры «лед-соленая вода»**

Рассмотрим поверхностный импеданс слоистой среды «лед-соленая вода» для типичных электрических свойств и толщин льда. В СДВ-ДВ-СВ-КВ диапазонах слой льда

толщиной 1-7 м можно считать тонким [1]. Из-за наличия этого тонкого плохопроводящего слоя льда в импедансе двухслойной среды  $\delta = \delta_B - ikh_L$  появляется аддитивная к импедансу соленой воды  $\delta_B$  добавка  $ikh_L$ , линейно зависящая от толщины слоя льда и смещающая фазу импеданса в сильно-сильно-индуктивную область. При этом электрические свойства слоя льда почти не влияют на изменение импеданса. Из выражения  $\delta = \delta_B - ikh_L$  следует простой способ определения поверхностного импеданса структуры «лед-море». Необходимо измерить электропроводность  $\sigma_B$  пробы воды кондуктометром и толщину слоя льда  $h_L$  по данным бурения или георадара (эхолота). Для Белого и Баренцева морей  $\sigma_B$  изменяется в пределах 2,5÷3,33 См/м, что ниже, чем в средних и южных широтах Тихого, Атлантического и Индийского океанов ( $\sigma_B = 4\div 5$  См/м). Диэлектрическая проницаемость воды  $\epsilon_B$  при температуре 0,2-1°C равна 87. Электропроводность льда  $\sigma_L = 10^{-4} \div 10^{-6}$  См/м. Диэлектрическая проницаемость морского льда  $\epsilon_L$  изменяется в пределах 4÷9. Толщина морского льда  $h_L$  зависит от его возраста. Для многолетнего пакового льда она составляет 3÷5 м. Для однолетнего льда – 1-1,8 м. Следовательно, при расчетах распространения радиоволн над ледовыми полями необходимо наиболее точно определять толщину слоя льда. На рис.1 а,б представлена расчетная траектория импеданса двухслойной структуры «лед-море» в зависимости от толщины льда на частотах 300 и 500 кГц. Числами на траекториях отмечена толщина льда в метрах. При ее увеличении от 1 до 30 м модуль импеданса  $|\delta|$  увеличивается почти линейно, а фаза  $\varphi_\delta$  смещается в сильно-сильноиндуктивную область. При толщинах льда от 126 до 240 м импеданс из индуктивной области перемещается в емкостную область. Так, на частоте 300 кГц при толщине льда 200м, типичной для айсбергов, модуль импеданса  $|\delta| = 0,296$  при емкостной фазе  $\varphi_\delta = +43^\circ$ . При этом еще удовлетворяются импедансные граничные условия, так как  $|\delta|^2 \ll 1$ .

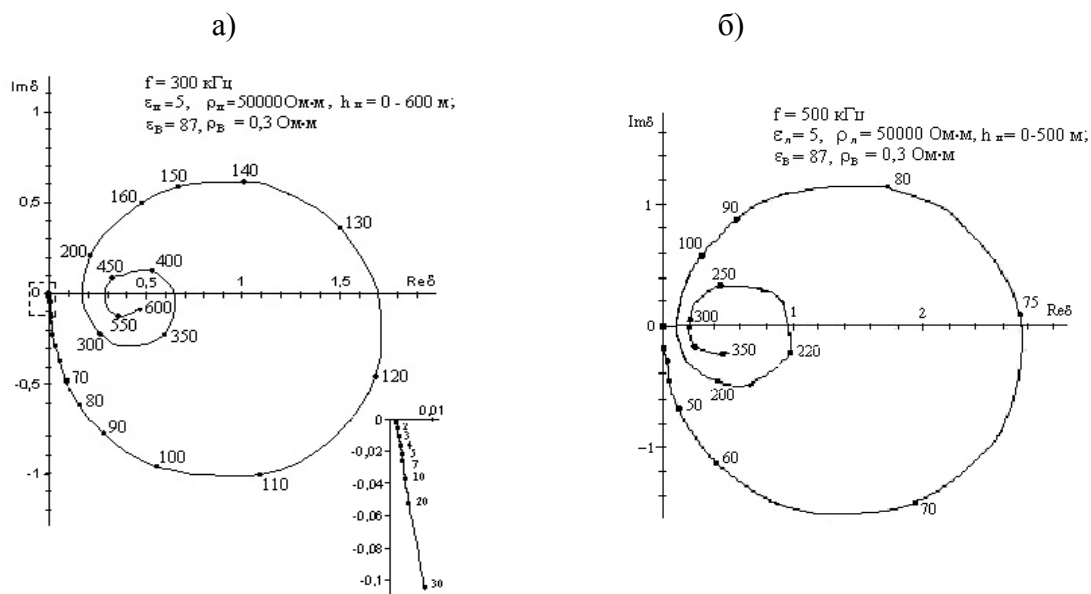


Рис. 1. Расчетная траектория импеданса двухслойной структуры «лед-море»

Таким образом, частотные зависимости импеданса структуры «лед-море» показывают, что распространение радиоволн над ледовыми полями имеет особенности, характерные для сильно-сильноиндуктивных радиотрасс. Поэтому ледовые поля Арктики и Антарктики интересны для теории и практики распространения радиоволн.

## 2. Функция ослабления и уровень поля земной волны

Рассмотрим задачу о поле вертикального электрического диполя над неоднородной сферической поверхностью Земли. Одна из компонент вектора Герца  $\Pi$  удовлетворяет импедансному граничному условию

$$\left. \frac{\partial \Pi}{\partial n} \right|_{z=0} = -ik \delta \Pi,$$

где  $\delta$  – приведенный поверхностный импеданс, изменяющийся вдоль неоднородной радиотрассы,  $k=2\pi/\lambda$  – волновое число свободного пространства,  $\lambda$  – длина волны,  $n$  – внешняя по отношению к Земле нормаль,  $z$  – вертикальная координата.

Вертикальная составляющая напряженности электрического поля  $E$  на расстоянии  $R$  на сферической поверхности Земли представлена в виде  $E=E_0W$ , где  $E_0$  – напряженность электрического поля диполя, расположенного на плоской бесконечно проводящей поверхности,  $W$  – функция ослабления. Модуль  $|W|$  учитывает дополнительное (по отношению к множителю  $1/R$ ) убывание амплитуды поля с расстоянием, а аргумент  $W$  (дополнительная фаза  $\varphi_{\text{доп}}$ ) характеризует отклонение фазы волны от линейности в пространстве. Приемник и передатчик расположены на поверхности Земли. В расчетах принята излучаемая мощность 1 кВт.

Основополагающим является метод расчета функции ослабления  $W$  по ряду В.А. Фока [2]:

$$W(x, y, q) = \sqrt{i\pi x} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{e^{ixt_s}}{t_s - q^2} \frac{w(t_s - y)}{w(t_s)}. \quad (1)$$

Здесь  $x = \frac{R}{a} \left( \frac{ka}{2} \right)^{\frac{1}{3}}$ ,  $y = \left( \frac{2}{ka} \right)^{\frac{1}{3}} kh$ ,  $q = i\delta \left( \frac{ka}{2} \right)^{\frac{1}{3}}$ , где  $a$  – радиус Земли;  $R$  – расстояние от источника до точки приема, отсчитываемое вдоль поверхности Земли;  $\delta$  – приведенный поверхностный импеданс радиотрассы ( $-\pi/2 < \arg \delta < \pi/2$ );  $h$  – высота приема сигнала над поверхностью Земли. Параметры  $t_s$  являются корнями (нулями) трансцендентного уравнения:

$$w'(t) - qw(t) = 0, \quad (2)$$

где  $w(t)$  и  $w'(t)$  – функция Эйри, определяемая уравнением Эйри  $w''(t) - tw(t) = 0$ , и ее производная соответственно [2].

На начальном участке радиотрассы, где сферичностью Земли можно пренебречь, функция ослабления рассчитывается по формуле Зоммерфельда с помощью рядов [1] в предположении, что в окрестности излучателя справедлива модель однородной по импедансу плоской поверхности.

Процесс распространения земных радиоволн на равнинных, гористо-лесистых и высокоширотных трассах наиболее точно описывается с использованием модели многокусочной импедансной радиотрассы [3]. Для расчета функции ослабления  $W$  над гладкой многокусочной трассой с учетом электрических неоднородностей использована формулу Калинина-Фейнберга [3], представляющая собой многократное суммирование однородных функций ослабления. Для многокусочных трасс такое решение является довольно громоздким, так как дополнительно требует нахождения всех групп нулей трансцендентного уравнения Фока (2) для каждого импедансного участка. С другой стороны, современная вычислительная техника позволяет «устранить» все недостатки, связанные с производительностью расчетов. Формула Калинина-Фейнберга дает возможность получить устойчивое численное решение для протяженных радиотрасс на произвольной длине волны ДВ-СВ-КВ диапазонов. Рассмотрим выражение функции ослабления  $W$  для трассы, составленной из трех однородных импедансных участков:

$$W(\theta_0) = \sqrt{i\pi M \theta_0} [q_1 - q_2][q_2 - q_3] \times \sum_{k,l,m=1}^{\infty} \frac{\exp \{iM [\theta_1 t_k(q_1) + \theta_2 t_l(q_2) + \theta_3 t_m(q_3)]\}}{[t_k(q_1) - q_1^2][t_l(q_2) - q_2^2][t_m(q_3) - q_3^2][t_k(q_1) - t_l(q_2)][t_l(q_2) - t_m(q_3)]}, \quad (3)$$

здесь  $\theta$ - угловое расстояние ( $\theta_0 = \theta_1 + \theta_2 + \theta_3$ ); параметры  $q_1, q_2, q_3$  определяют электрические свойства каждого из трех участков;  $t_k(q_1), t_l(q_2), t_m(q_3)$  – являются для каждого из импедансных участков нулями трансцендентного уравнения (2). Параметр  $q_i$

связан с поверхностным импедансом  $\delta_i$  соотношением  $q_i = i \left( \frac{ka}{2} \right)^{\frac{1}{3}} \delta_i$ . Аналогично

формула (3) записывается для 4,5,...,N-кусочных трасс. Расчеты по формуле Калинина-Фейнберга позволяют определять спектральные характеристики импедансного канала распространения для очень протяженных многокусочных радиотрасс вплоть до высоких частот СВ диапазона. В теории распространения радиоволн [1] показано, что поле над сильноиндуктивной трассой может на некоторых расстояниях превышать поле над бесконечно проводящей плоскостью. Интерференция между пространственной и поверхностной волнами вызывает также пространственные осцилляции поля.

### 3. Вычисление корней трансцендентного уравнения Фока

Основной особенностью при расчетах поля над сильноиндуктивными трассами по ряду В.А. Фока и формуле Калинина-Фейнберга является вычисление корней  $t_s$  трансцендентного уравнения Фока с учетом явления вырождения. Трансцендентное уравнение Фока вытекает из граничного условия Леонтовича для гладкой поверхности Земли. Рассмотрим динамику корней  $t_s$  трансцендентного уравнения (2). Зависимость корней проанализируем при фиксированном значении аргумента  $q$ , а  $|q|$  будем менять от 0 до  $\infty$ . Корни  $t_{\infty s}$  и  $t_{0s}$ , являющиеся абсолютными числами, удовлетворяют двум предельным случаям:  $q = \infty$  и  $q = 0$  и лежат на луче  $\arg t = \pi/3$ . Первые корни  $t_{\infty s}$  и  $t_{0s}$  определяются таблично [2]:  $|t_{01}| = 1.019$ ,  $|t_{02}| = 3.248$ ,  $|t_{03}| = 4.82$ ;  $|t_{\infty 1}| = 2.338$ ,  $|t_{\infty 2}| = 4.088$ ,  $|t_{\infty 3}| = 5.521$ . При  $s > 3$  используются асимптотики:  $t_{0s} = [(3\pi/2)(s-3/4)]^{2/3} e^{i\pi/3}$ ,  $t_{\infty s} = [(3\pi/2)(s-1/4)]^{2/3} e^{i\pi/3}$ .

Для вычисления корней при малых значениях  $|q|$  ( $|q| < |t^{1/2}|$ ) удобно использовать дифференциальное уравнение для  $t_s$  как функции от  $q$ :

$$\frac{dt_s}{dq} = \frac{1}{t_s - q^2}.$$

Для значений  $|q| > |t^{1/2}|$  уравнение для  $t_s$  будет иметь вид:

$$\frac{dt_s}{d(1/q)} = \frac{1}{1 - (t_s / q^2)}.$$

Используя данные формулы и вычисляя производные соответствующих порядков по  $q$  и  $(1/q)$ , можно получить разложения в ряд Тейлора:

$$t_s(q) = t_{0s} + q/t_{0s} - q^2/(2t_{0s}^3) + \dots$$

$$t_s(q) = t_{\infty s} + 1/q + t_{\infty s}/(3q^3) + \dots$$

При  $-90^\circ < \arg \delta < -60^\circ$  динамика корней характеристического уравнения на комплексной плоскости ( $t$ ) усложняется. Сектор  $(-70,8^\circ < \arg \delta < -60^\circ)$  является областью возможного смыкания (вырождения) корней  $t_s$ .

Из выражений Фока для корней функции Эйри и ее производной можно получить формулы, которые связывают между собой сами корни, используя асимптотику

$$\left( s - \frac{1}{4} \right)^{\frac{2}{3}} \approx \left( s - \frac{3}{4} \right)^{\frac{2}{3}} + \frac{1}{3} \frac{1}{(s-4)^{\frac{1}{3}}} + \dots :$$

$$t_{\infty s} = t_{0s} + \frac{i\pi}{2\sqrt{t_{0s}}}; t_{\infty(s-1)} = t_{0s} - \frac{i\pi}{2\sqrt{t_{0s}}}.$$

Из этих формул видно, что с ростом номера  $s$  точки «входа» и «выхода» сближаются, при этом  $|t_{\infty s} - t_{0s}| \sim O(1/s^{1/3})$ . Тогда в дифференциальном уравнении можно заменить корень  $t_s$  на корни  $t_{0s}$  или  $t_{\infty s}$ , и таким образом произвести линеаризацию:

$$\frac{dt_s}{dq} = \frac{1}{t_{\infty s} - q^2} \text{ или } \frac{dt_s}{dq} = \frac{1}{t_{0s} - q^2}.$$

Теперь найдем приближенное выражение для вырожденных корней  $t_s^*$ . Запишем его в виде:  $\frac{dt_s}{dq} = -\frac{1}{q^2 \left[1 - \frac{t_{\infty s}}{q^2}\right]}$  и после интегрирования от  $\infty$  до  $q$  с учетом начального значения

$t_s = t_{\infty s}$  приведем к удобному для расчетов виду:

$$t_s^* \approx t_{\infty s} + \frac{1}{2\sqrt{t_{\infty s}}} \ln \left\{ 4(t_{\infty s})^{3/2} \right\} \quad (4)$$

Получилось трансцендентное уравнение для корней вырождения.

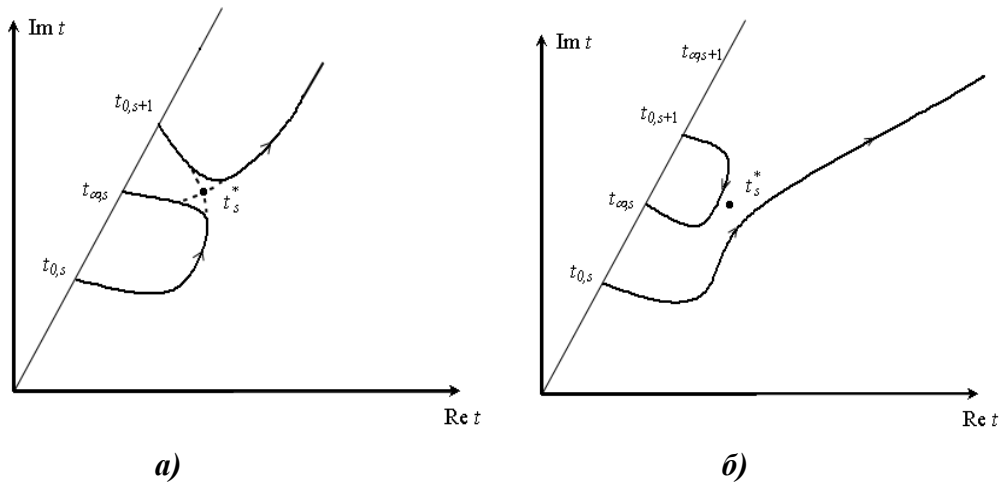
В табл. 1 приведены результаты расчетов  $t_s^*$  по формуле (4) и табличные значения, полученные в СПбГУ [1].

**Таблица 1**

Номер корня $s$	$ t_s^* $ по формуле (4)	$\arg t_s^*$ по формуле (4)	$ t_s^* $ табличное значение (СПбГУ)	$\arg t_s^*$ табличное значение (СПбГУ)
1	4,194	0,730	2,997	0,673
2	4,731	0,837	4,574	0,82
3	5,878	0,902	5,927	0,881
4	7,024	0,938	7,146	0,914
5	8,118	0,960	8,271	0,936
10	12,896	1,004	13,06	0,984
30	27,204	1,034	27,18	1,022
50	38,005	1,039	38,13	1,031

Как видно из табл. 1, вполне удовлетворительные результаты можно получать при расчете по формуле (4) для  $s > 3$ . Согласно формуле (4) при  $s \rightarrow \infty$  будет  $\arg t_s^* \rightarrow 60^\circ$ . При этом импедансы с фазой  $\arg \delta = -70,8^\circ$  соответствуют смыканию первого и второго корней, импедансы с фазой  $\arg \delta = -66,5^\circ$  соответствуют смыканию второго и третьего корней, и так далее. При  $\arg \delta = -60^\circ$  вырождаются корни с бесконечно большими номерами. В этом случае в точках  $q = \pm t^{1/2}$  происходит потеря аналитичности функции  $t_s(q)$ . Для импедансов структуры «лед-море», попадающих в интервал  $-90^\circ < \arg \delta < -70,8^\circ$  ( $0^\circ < \arg q < 19,2^\circ$ ) смыкания корней нет.

На рис. 2а показан «предвырожденный» случай, когда  $\arg q > \arg q_B$ . Здесь текущая линия исходит из точки  $t_{0s}$  и входит в точку  $t_{\infty s}$ , бесконечная ветвь выходит из точки  $t_{0s+1}$ . Пунктирная линия показывает траекторию нулей при вырождении, когда  $\arg q = \arg q_B$ . Рис.2б показывает «снятие» явления вырождения при  $\arg q < \arg q_B$ , здесь происходит «перекидывание» корней с высшего на низший, бесконечная ветвь теперь выходит из точки  $t_{0s}$ .



**Рис. 2.** Локализация линий нулей трансцендентного уравнения:

- а)– предвырожденная ситуация
- б)– послевырожденная ситуация.

Таким образом, для трассы с импедансом, лежащем в области  $-\pi/2 < \arg \delta < -\pi/3$ , существует один член ряда под некоторым номером  $N$ , при котором при  $|q| \rightarrow \infty$  кривая  $t_N|_{\arg q = \text{const}} \rightarrow \infty$ . Такие значения  $t_N$  при  $|q| \gg 1$  описываются асимптотикой:  $t_N(q)|_{|q| \rightarrow \infty} = q^2 + 1/(2q)$ .

Отметим, что при  $t_N|_{\arg q = \text{const}} \rightarrow \infty$   $N$ -й член ряда совпадает с поверхностной волной, которая выделяется в асимптотике решения задачи для плоской Земли с сильноиндуктивным поверхностным импедансом. После подстановки асимптотики в ряд Фока получаем:  $W_N = 2i\sqrt{\pi SR} \exp(-SR)$ ,  $S = \frac{ik\delta^2}{2}$ . В этом случае  $N$ -й член ряда является

функцией ослабления поверхностной волны над сферической Землей  $W_{\text{пов}}$ . Сумма остальных членов ряда будет являться функцией ослабления пространственной волны  $W_{\text{пр}}$ , а  $W = W_{\text{пр}} + W_{\text{пов}}$ . Фаза  $W_{\text{пов}}$  растет быстрее фазы  $W_{\text{пр}}$ , особенно при начальных значениях  $N$  и при тем больших значениях  $|q|$ , чем меньше значение  $\arg q$ . Поэтому при  $|W_{\text{пр}}| \sim |W_{\text{пов}}|$  имеет место явление интерференции, которое вначале при малом отличии значений фаз обеих волн будет проявляться в виде сильного нарастания уровня результирующего поля. Затем при постепенном увеличении отличия значений фаз уровень поля будет снижаться. При достижении противофазы пространственной и поверхностной волн модуль функции ослабления может приблизиться к нулевому значению. После прохождения противофазы уровень поля вновь начинает расти. Таким образом, может иметь место немонотонное интерференционное убывание уровня поля при удалении от источника.

В секторе  $-90^\circ < \arg \delta < -70,8^\circ$  ( $0^\circ < \arg q < 19,2^\circ$ ) явление вырождения корней не происходит, на бесконечность уходит первая линия нулей  $t_s$ . В этом случае затухание поверхностной волны оказывается наиболее близким к затуханию последующих волн, при этом первая нормальная волна является основной. Поэтому процесс интерференции здесь может выглядеть наиболее отчетливо.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ИХ АНАЛИЗ

Рассмотрим расчеты функции ослабления над многокусочными импедансными трассами типа «лед-море». Основное внимание уделим анализу распространения



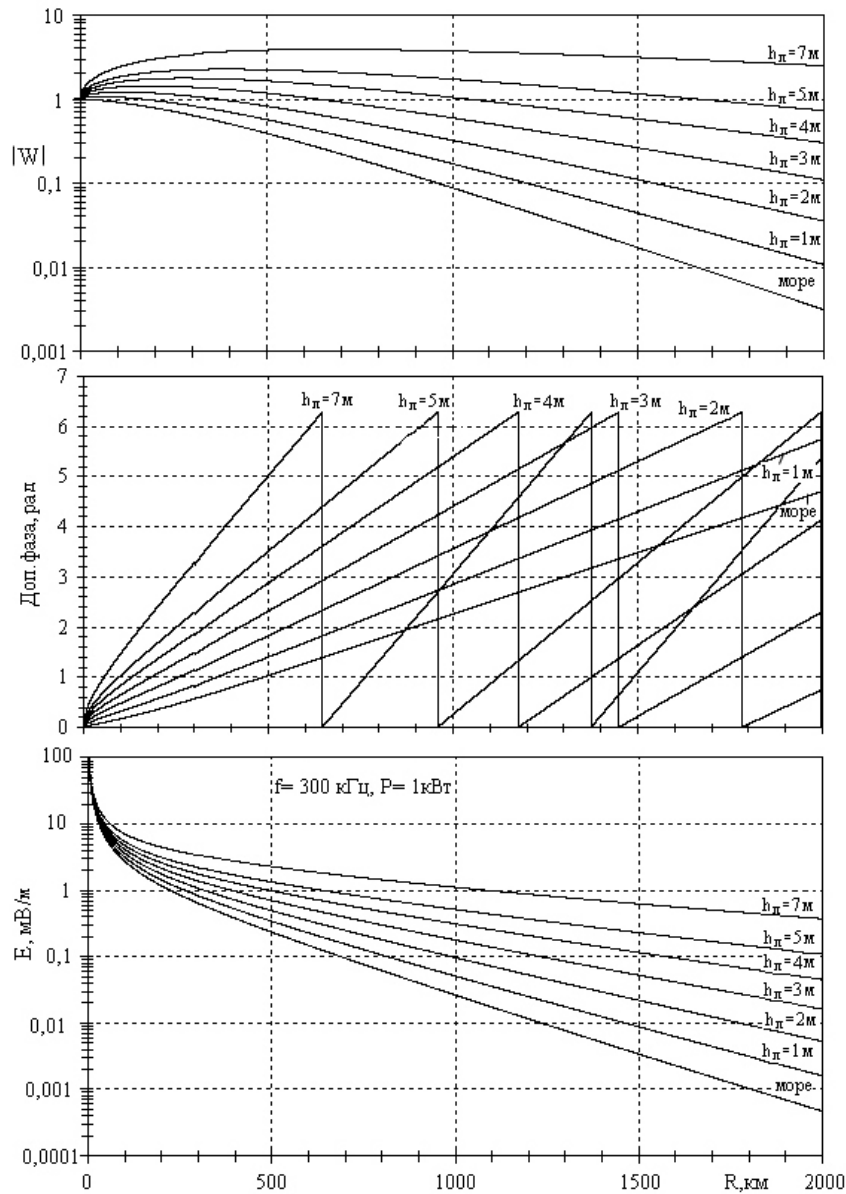
радиоволн на частоте 300 кГц, входящей в полосу частот 283-312 кГц, выделенную для СВ радиомаяков для передачи дифференциальных поправок навигационных систем.

Сравнение численных данных для функции ослабления и уровня поля, полученных по ряду Фока для однородной трассы «лед-море» с поверхностным импедансом из табл.2 и толщиной льда от 1 до 7 метров на расстояниях до 2000 км показало, что условия распространения радиоволн над ледовыми полями из-за сильно-сильноиндуктивного импеданса всегда более благоприятны, чем над морской поверхностью. При излучаемой мощности 1 кВт на частоте 300 кГц уровень поля на расстоянии 700 км над морем составляет  $E=94$  мкВ/м, а над структурой «лед-море» с толщиной 5 метров -  $E=890$  мкВ/м (рис. 3).

**Таблица 2**

*Зависимость модуля и фазы поверхностного импеданса от толщины льда на частотах 300, 1000 и 2000 кГц*

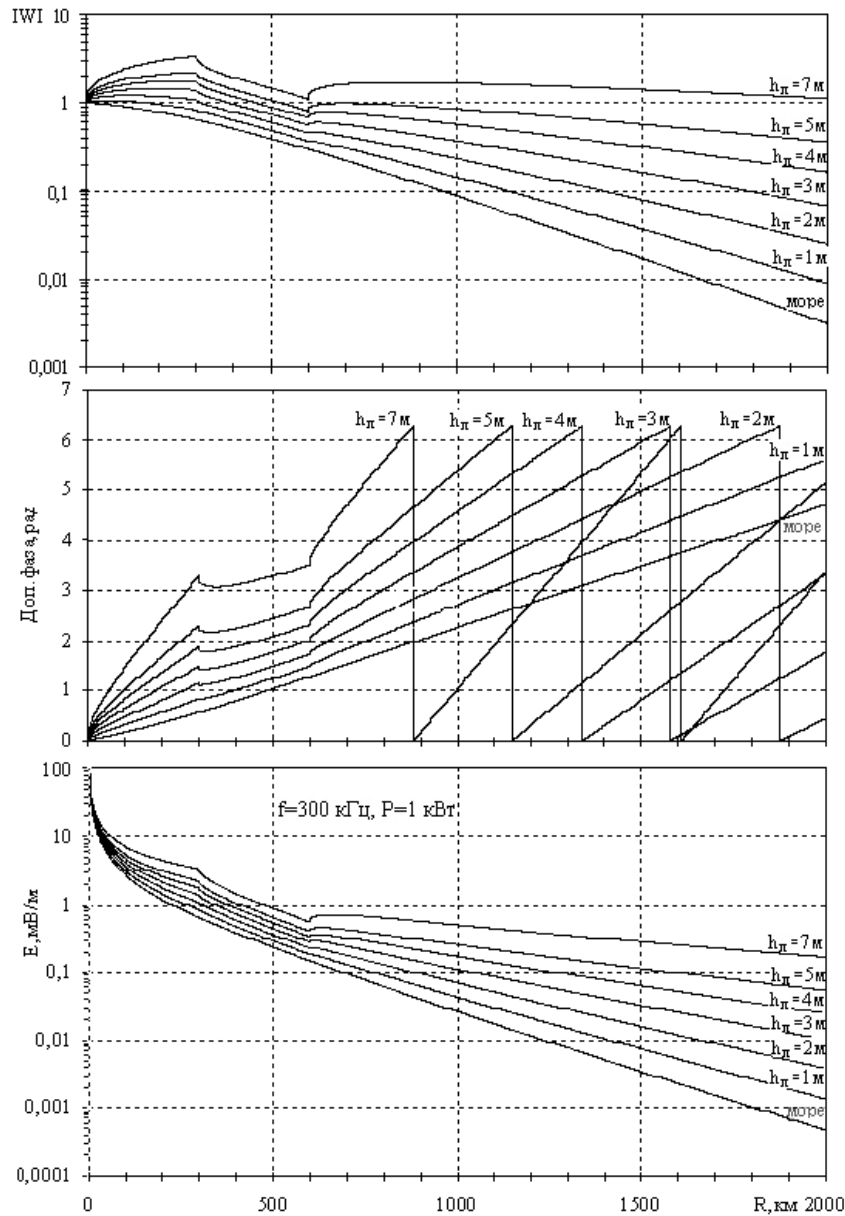
$f, \text{кГц}$ $h_{\text{л}}, \text{м}$	300		1000		2000	
	$ \delta $	$\varphi_{\delta}, \text{град}$	$ \delta $	$\varphi_{\delta}, \text{град}$	$ \delta $	$\varphi_{\delta}, \text{град}$
0	0,00258	-45	0,00472	-44,9	0,00667	-44,9
1	0,00832	-77,3	0,0245	-82,1	0,047	-84,1
2	0,0145	-82,7	0,0455	-85,7	0,0896	-86,7
3	0,0208	-84,9	0,0667	-86,9	0,133	-87,5
4	0,0271	-86	0,0881	-87,5	0,18	-87,8
5	0,0334	-86,7	0,11	-87,8	0,228	-87,7
7	0,046	-87,5	0,155	-87,8	0,338	-87



**Рис.3.** Графики  $|W|$ ,  $\arg W$  и уровня поля  $E$  земной волны над однородной радиотрассой «лед-море» для разных толщин слоя льда

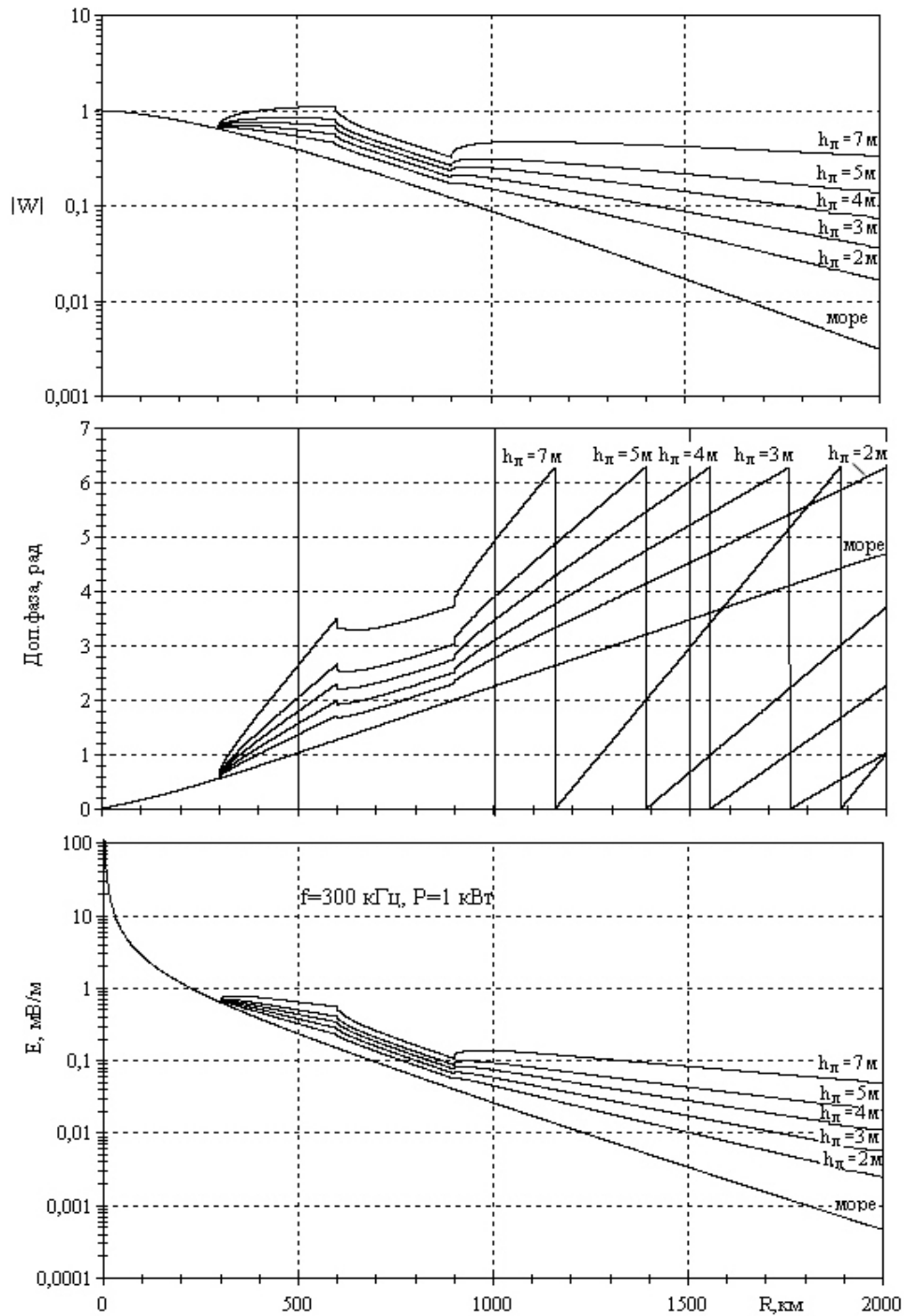
На рис. 4 приведены результаты расчетов  $|W|$ ,  $\arg W$  и уровня поля  $E$  для трехкусочной трассы, состоящей из двух участков со слоем льда толщиной от 1 до 7 м и хорошо проводящего морского участка: лед (300 км)-море (300 км) – лед (1400 км). На расстоянии 700 км от излучателя уровень поля при толщине льда 7 м достигает 700 мкВ/м.





**Рис.4.** Результаты расчетов  $|W|$ ,  $\arg W$  и уровня поля  $E$  по формуле Калинина-Фейнберга для трехкусовой трассы «лед-море-лед»

На рис. 5 приведены результаты расчетов  $|W|$ ,  $\arg W = \varphi_{\text{доп.}}$  и уровня поля  $E$  для четырехкусовой трассы со следующим чередованием участков: море (300 км) – лед (300 км) – море (300 км) – лед (1100 км). На расстоянии 1000 км уровень поля при толщине льда 5 м составляет 94 мкВ/м, что в 5 раз превышает уровень поля над открытым морем и позволяет получить отношение сигнал/шум, достаточное для качественной передачи цифровой информации.



**Рис.5.** Результаты расчетов  $|W|$ ,  $\arg W$  и уровня поля  $E$  по формуле Калинина-Фейнберга для четырехкусовой трассы «море-лед-море-лед»

### 5. Результаты эксперимента

В статьях [4-7] сделан вывод о необходимости продолжить теоретические и экспериментальные исследования электромагнитных волн, в том числе и поверхностных электромагнитных волн Ценнека. Для экспериментального доказательства существования поверхностной электромагнитной волны в марте 2009 г. были выполнены измерения уровня поля над двухслойной импедансной радиотрассой «лед-соленая вода» на акватории озера Сульфатное (координаты излучателя  $51^{\circ}21,82'$  с.ш.,  $106^{\circ}33,32'$  в.д.).

Измерения напряженности поля при распространении радиоволн вдоль плоской двухслойной трассы «лед-соленая вода» проводились измерителем напряженности поля FSM-6.5 на частотах 10 и 15 МГц. В качестве излучателя использовался вертикальный штырь высотой 5 м, антенна подключалась к передатчику, состоящему из генератора стандартных сигналов Г-4-116 и усилителя высокочастотного У-3-33. Эффективная излучаемая мощность во время эксперимента поддерживалась постоянной. Для контроля уровня поля использовался малогабаритный индикатор ( $l \ll \lambda$ ), расположенный вблизи антенны. Расстояние  $R$  между излучателем и приемником достигало 1,2 км. Трасса была размечена через 10-50 метров с помощью мерной ленты.

Толщина слоя льда в точке расположения излучателя составляла 1 м при глубине озера 7 м. Удельное электрическое сопротивление соленой воды  $\rho = 1,1$  Ом·м (или обратная ему электропроводность воды  $\sigma = 1/\rho$  составляла 0,9 Сим/м). Скин-слой на частотах 10 и 15 МГц при электропроводности воды 0,9 Сим/м не превышает 0,17 м. Таким образом, трассу распространения радиоволн по всей длине можно считать двухслойной «лед-соленая вода» с толщиной льда 1 м и глубиной до 7 м.

На частотах 10 и 15 МГц слой льда толщиной 1 м можно считать тонким, при этом поверхностный импеданс двухслойной структуры «лед-соленая вода» попадает в сильно-сильноиндуктивную область. Расчеты поверхностного импеданса дали следующие его значения:  $f=10$  МГц  $|\delta| = 0,185$ ,  $\arg \delta = -82,5^\circ$ ,  $f=15$  МГц -  $|\delta| = 0,291$ ,  $\arg \delta = -82,8^\circ$ .

Измерения напряженности поля  $E_i$  и модуля функции ослабления  $|W|$  проведены методом радиокомпарирования. Его теоретической основой является решение задачи о распространении радиоволн вдоль поверхности с произвольным поверхностным импедансом [1,2]. При экспериментальном выделении поверхностной волны проведены относительные высокоточные измерения напряженности вертикальной составляющей электрического поля  $E_i$  вдоль прямого луча на разных расстояниях от излучателя  $E_i(R_i)$  и затем выполнено сравнение зависимостей теоретических и экспериментальных значений уровня поля и модуля функции ослабления от расстояния до излучателя.

Экспериментальные значения модуля функции ослабления  $|W|$  определены нормированием произведения измеренных значений напряженности вертикальной составляющей электрического поля  $E_i$  на расстояние до излучателя  $R_i$  к величине  $E_o R_o$  на «базисном» пункте измерения, где  $|W|$  принимается равной 1 ( $|W| = 1$  при  $R = \lambda$ )

$$|W_i| = \frac{E_i R_i}{E_o R_o}.$$

Измерения напряженности поля проведены с помощью измерителя напряженности поля FSM-6.5, состоящего из селективного микровольтметра SMV-6.5. и антенного устройства FMA-6. Усиление приемника калибруется с помощью встроенного генератора синусоидальных сигналов. Антенное устройство FMA-6.2 имеет согласующие цепи, элементы настройки антенн и антенный усилитель, используемый для измерения малых сигналов. При приеме сигналов на магнитную антенну вертикальная электрическая составляющая  $E_i$  электромагнитного поля определялась по формуле:

$$E_i = 10^{(K+I)/20} \text{ мкВ/м},$$

где  $K$  – коэффициент усиления антенны в дБ, определяемый по калибровочным графикам,  $I$  – показания прибора в дБ. Использование магнитной антенны уменьшало влияния проводимости подстилающей среды в месте приема и оператора на величину измеряемого поля. Антенный коэффициент  $K = 34$  дБ на обеих частотах.

В эксперименте источник излучения и приемник расположены непосредственно у границы раздела «воздух-подстилающая среда» и длина трассы не превышала 1,2 км. В этом случае применима модель плоской подстилающей среды, так как расстояние от

излучателя до приемника  $R[\text{км}] < 7\sqrt[3]{\lambda[\text{м}]}$ , т.е. при  $\lambda \leq 30$  метров всегда  $R < 21$  км. Ширина трассы радиоволн (первая зона Френеля) имеет вид вытянутого эллипса с фокусами в точках излучения и приема и определяется соотношением:  $2b \cong \sqrt{\lambda R}$ . При  $R \leq 1,2$  км и  $\lambda \leq 30$  м  $2b \leq 189$  м.

Модуль вертикальной составляющей  $|E_i|$  электрического поля связан с модулем функции ослабления  $|W|$  формулой:

$$|E_i| = \frac{300\sqrt{P}}{R} \left| W(SR) - \frac{1}{ikR} + \frac{1}{(ikR)^2} \right|,$$

где  $P$  – излучаемая мощность;  $R$  – расстояние от источника поля до точки приема;  $k=2\pi/\lambda$  – волновое число;  $\frac{1}{ikR}$  – индукционный,  $\frac{1}{(ikR)^2}$  – статический члены, которые «участвуют» в формировании поля в ближней зоне излучателя;  $W(SR)$  – функция ослабления поля относительно бесконечно проводящей плоскости;  $SR$  – численное расстояние,  $S = ik\delta^2/2$  при  $|\delta^2| \ll 1$ , (зависимость от времени  $e^{-i\omega t}$ ).

$$W(SR) = 1 + 2\sqrt{SR}e^{-SR} \int_{\sqrt{SR}}^{+i\infty} \exp(z^2) dz.$$

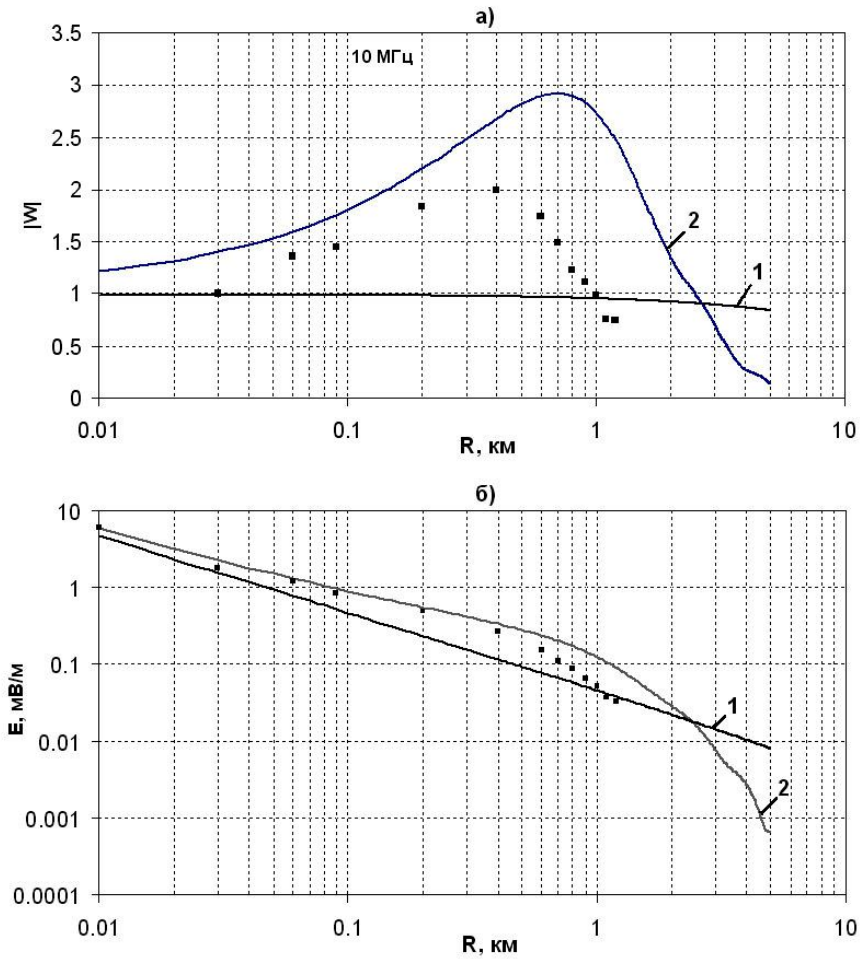
При больших значениях  $|SR|$ , учитывая разложение интеграла вероятности от комплексного аргумента  $\int_{\sqrt{SR}}^{+i\infty} e^{z^2} dz$ , имеем

$$W(SR) = \begin{cases} -\sum_{n=1}^N \frac{(2n-1)!}{(2SR)^n}, & \text{Im } \sqrt{S} \geq 0 \\ 2i\sqrt{\pi SR} e^{-SR} - \sum_{n=1}^N \frac{(2n-1)!}{(2SR)^n}, & \text{Im } \sqrt{S} \leq 0 \end{cases}.$$

Выражение функции ослабления над сильно-индуктивной трассой содержит член  $W_{\text{пог}} = 2i\sqrt{\pi SR}e^{-SR}$ , соответствующий поверхностной волне. Максимум поверхностной волны, равный  $|W_{\text{пог}}| = 2\sqrt{\pi|S|R}e^{-kR|\text{Im } \delta| \cdot \text{Re } \delta}$ , наблюдается на расстоянии  $R_{\text{макс}} = \frac{\lambda}{4\pi \text{Re } \delta |\text{Im } \delta|}$ .

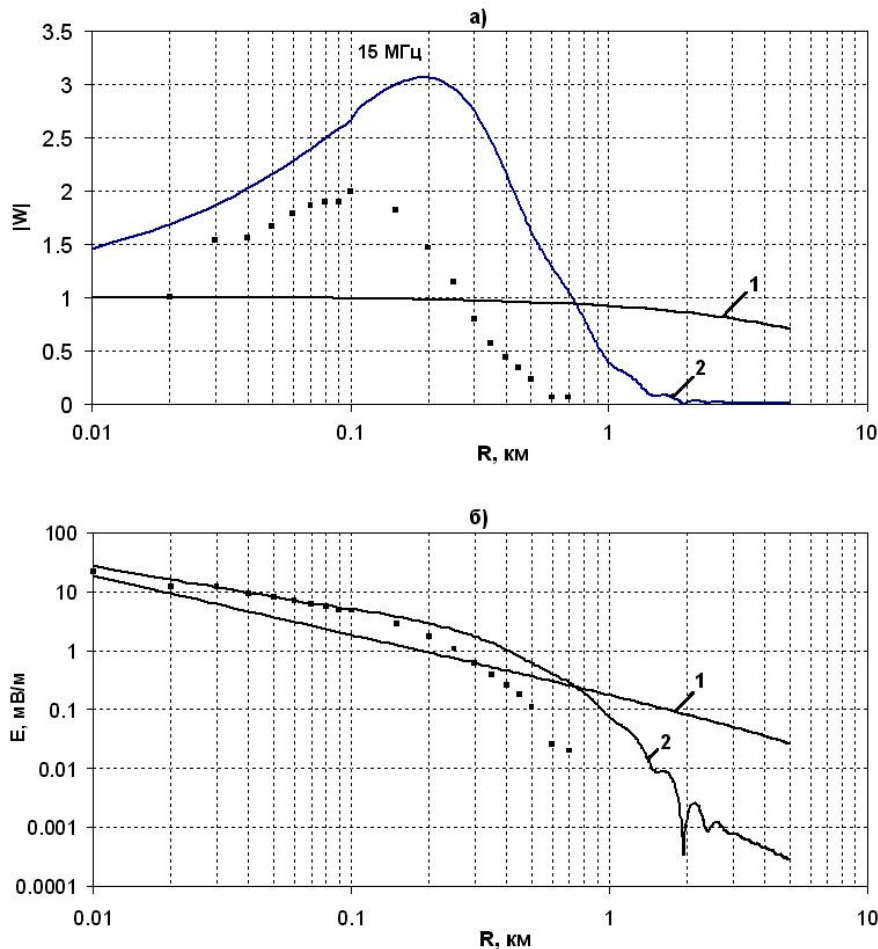
В частности, при  $\lambda = 30$  метров и  $\delta = 0,185 e^{-i82,5^\circ}$  расчеты дают  $R_{\text{макс}} = 540$  м,  $|W_{\text{пог}}| = 2,91$ , а при  $\lambda = 20$  метров и  $\delta = 0,291 e^{-i82,8^\circ}$   $R_{\text{макс}} = 151$  м,  $|W_{\text{пог}}| = 3,05$ . На расстояниях  $R \gg R_{\text{макс}}$  поверхностная волна экспоненциально затухает, и имеет место единая асимптотическая формула  $W(SR) = -\frac{1}{2SR}$ .

На рис.6, 7 представлены для сравнения результаты измерений и расчетов поля. Из графиков наглядно видно качественное сходство расчетных и измеренных значений как уровня поля, так и модуля функции ослабления. Численные отличия обусловлены, по нашему мнению, нормировкой модуля функции ослабления к единице при  $R = \lambda$ , а также тем, что использованы расчетные значения поверхностного импеданса структуры «лед-солёная вода», а непосредственные измерения импеданса не проводились.



**Рис. 6.** Зависимость модуля функции ослабления (а) и уровня поля (б) от расстояния на частоте 10 МГц. Сплошные линии – расчет (1 – радиотрасса над соленой водой, 2 – радиотрасса «лед-соленая вода»). Черные квадратики – эксперимент.

На частотах 10 и 15 МГц отчетливо выделяются значения модуля функции ослабления  $|W|$ , существенно превышающие единицу и достигающие  $|W| \approx 2$ , которые соответствуют поверхностной волне.



**Рис. 7.** Зависимость модуля функции ослабления (а) и уровня поля (б) от расстояния на частоте 15 МГц. Сплошные линии – расчет (1 – радиотрасса над соленой водой, 2 – радиотрасса «лед-соленая вода»). Черные квадратики – эксперимент.

Сравнение зависимостей теоретических и экспериментальных значений уровня поля показывает, что в поле излучения вертикального диполя фиксируется наличие волны, амплитуда которой убывает с расстоянием  $R$  до излучателя примерно как  $1/R^{1/2}$ , что соответствует расходимости поверхностной волны.

Таким образом, эксперимент по распространению электромагнитных волн декаметрового диапазона (10 и 15 МГц), возбуждаемых вертикальным диполем над покрытой льдом поверхностью соленого озера на трассе протяженностью до 1,2 км полностью доказывает существование поверхностной электромагнитной волны. Данные по относительному затуханию поверхностной волны, полученные в эксперименте, согласуются с результатами численных расчетов электромагнитного поля. Экспериментально показано, что на частотах 10 и 15 МГц поверхностная волна затухает значительно слабее, чем «земной» луч. Эксперимент выполнен над твердой подстилающей поверхностью [6].

Доклад подготовлен при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 08-02-98007, 08-05-98038.

## Литература

1. Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение электромагнитных

волн над земной поверхностью. М.: Наука, 1991.

2. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. Радио, 1970, 517 с.

3. Фейнберг Е.Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М.: изд-во Физматлит, 1999, 496 с.

4. Дацко В.Н., Копылов А.А. // УФН. 2008.Т. 178.В.1.С.109-110

5. Байбаков В.И., Дацко В.Н., Кистович Ю.В. //УФН.1989. Т. 157. В. С.722-724.

6. Кукушкин А.В. //УФН. 2009. Т.179.В.7. С.801-803.

7. Макаров Г.И., Новиков В.В. // РЭ. 2000. Т.45. №9. С.1029-1036.