

Особенности СШП радиолокации объектов в водной среде и оптимизация частотного диапазона зондирующих сигналов

Г.М. Махонин¹, Г.Л. Черниковская², В.Ю. Дорошенко¹

¹Научно конструкторское бюро цифровой обработки сигналов федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Южный федеральный университет»,

²Таганрогский технологический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Южный федеральный университет». E-mail: dsp@tsure.ru

Рассматривается проблема выбора рабочих частот радаров, предназначенных для измерения с борта летательных аппаратов глубины водоемов, обнаружения затопленных малоразмерных объектов и оценки их координат.

Selection of radar operating frequency used for measurement of the water basing depth, detection of the bottom small-size objects and evaluation of their coordinates from aircraft board is reviewed in the article.

Одной из относительно новых областей применения СШП радаров является измерения с борта летательных аппаратов глубины водоемов, обнаружения в толще воды малоразмерных объектов и оценки их координат. При этом часть трассы распространения сигналов проходит в воде – среде с частотно-зависимыми фазовой скоростью распространения электромагнитных волн и коэффициентом поглощения их энергии. Вследствие этого форма и скорость распространения оказываются зависимыми от пройденного им расстояния в воде.

Поэтому при определении расстояния до целей, находящихся в воде, или ее глубины по запаздыванию эхосигналов относительно зондирующего могут возникать неприемлемо большие неустраняемые погрешности.

В [1] даны общие закономерности зависимости времени запаздывания t_c от эхосигналов от параметров зондирующих и дисперсионных характеристик среды. В геометрическом приближении спектральная плотность в точке приема эхосигналов от изотропного объекта, находящегося в воде на глубине h от поверхности, определяется выражением

$$S_c(j\omega) = \frac{A_1 \sqrt{\sigma_w} \chi_{12} \chi_{21} \cos^2 \theta_1 S_0(j\omega)}{(n^2 - \sin^2 \theta_1) \left[\frac{H_A}{\cos \theta_1} + \frac{n^2 h \cos^2 \theta_1}{(n^2 - \sin^2 \theta_1)^{3/2}} \right]^2} \times \times e^{-j \frac{2\omega H_A}{c_0 \cos \theta_1} - j \frac{2n^2 h \omega}{c_0 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}} - 2 \frac{\gamma |\omega| n h}{c_0 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}}}, \quad (1)$$

где $A_1 = \text{const}$ – постоянная радара,

$S_0(j\omega)$ – спектральная плотность зондирующего сигнала,

$n = n(\omega)$ – коэффициент преломления воды,

c_0 – скорость электромагнитных волн в вакууме,

$\gamma = \gamma(\omega)$ – коэффициент поглощения в воде,

$\chi_{12} \chi_{21}$ – коэффициенты преломления при переходе из воздуха в воду и обратно соответственно,

H_A – высота центра антенны над поверхностью воды,

θ_1 – угол падения зондирующего сигнала.

Эхосигнал во временной области можно, приближенно представить в виде

$$u_c(t) = A_2 \int_{-\infty}^{\infty} S_0(j\omega) e^{-j\omega t - j \frac{2n^2 \omega h}{c_0 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}} - 2 \frac{\gamma n |\omega| h}{c_0 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}}} d\omega. \quad (2)$$

При теоретических исследованиях удобно в качестве величины запаздывания t_c эхосигнала используется первый временной момент («центр масс») сигнала $u_c(t)$:

$$t_c = \frac{1}{E_c r} \int_{-\infty}^{\infty} t U_c^2(t) dt, \quad (3)$$

где E_c – энергия сигнала $u_c(t)$.

Из (2), (3) после ряда преобразований:

$$t_c = A_3 \int_0^{\infty} \left[S_a(\omega) \cdot \frac{\partial S_b(\omega)}{\partial \omega} - S_b(\omega) \cdot \frac{\partial S_a(\omega)}{\partial \omega} \right] \times \quad (4)$$

$$\times e^{\frac{-2\gamma(\omega)\omega \cdot r}{c_0}} d\omega + A_4 \int_0^{\infty} \left[n(\omega) + \omega \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega} \right] |S_0(\omega)|^2 e^{\frac{-2\gamma(\omega)\omega \cdot r}{c_0}} d\omega,$$

где $S_a(\omega)$, $S_b(\omega)$ – действительная и мнимая части от $S_0(j\omega)$,

A_2, A_3, A_4 – размерные константы,

$r = \frac{nh}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}}$ – оптическая длина пути сигналов в воде.

Коэффициенты преломления n и поглощения γ , входящие в выражения (1)-(4) – функции от основных электрофизических параметров воды – статической и высокочастотной составляющих ее диэлектрической проницаемости ϵ_+ , ϵ_{∞} , ионной проводимости σ , времени релаксации молекул τ_b . Параметры σ и ϵ_+ зависят от температуры воды t^0 и ее солености S , время релаксации τ_b экспоненциально зависит от температуры и практически не зависит от солености, $\epsilon_{\infty} \approx \text{const}$.

Эти зависимости исследованы достаточно подробно. На их основе получены приведенные ниже выражения $n(\omega)$ и $\gamma(\omega)$, ориентированные на инженерные расчеты.

Как известно, дистиллированная вода представляет собой однородный изотропный диэлектрик с ориентационной поляризацией [2 и др.]. Этот тип поляризации характерен для многих жидкостей и газов. Из-за релаксации их молекул происходит преобразование энергии поля сигналов в теплоту. Математически это соответствует представлению диэлектрической проницаемости ϵ в виде комплексной функции

$$\dot{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon'', \quad (5)$$

где $\dot{\epsilon}$ – комплексная диэлектрическая проницаемость среды,

ϵ' – действительная составляющая диэлектрической проницаемости среды,

ϵ'' – мнимая составляющая диэлектрической проницаемости среды.

Для физически реализуемых сред:

$$\epsilon'(-\omega) = \epsilon'(\omega); \quad \epsilon''(-\omega) = -\epsilon''(\omega),$$

коэффициент преломления среды

$$n = n(\omega) = \frac{\sqrt{|\epsilon| + \epsilon'}}{\sqrt{2}}, \quad (6)$$

коэффициент поглощения среды

$$|\gamma| = |\gamma(\omega)| = \frac{\sqrt{|\epsilon| - \epsilon'}}{\sqrt{2}}. \quad (7)$$

Мнимая и действительная составляющие диэлектрической проницаемости связаны так называемыми формулами Крамерса-Кронинга [3,4 и др.]

$$\epsilon'(\omega) - 1 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon''(\nu)}{\nu - \omega} d\nu \quad \epsilon''(\omega) - \frac{4\pi\sigma}{\omega} = \frac{-1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon'(\nu)}{\nu - \omega} d\nu, \quad (8)$$

где σ – удельная проводимость среды.

Эти формулы универсальны и справедливы для всех сред с комплексной диэлектрической проницаемостью и следуют из фундаментального принципа причинности (см. [3]) применительно к процессу распространения волн любой

природы. Действительная ε' и мнимая ε'' составляющие диэлектрической проницаемости диэлектриков с ориентационной поляризацией описываются формулами Дебая [2, 3 и др.]:

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \frac{(\varepsilon_{=} - \varepsilon_{\infty})}{1 + \omega^2 \tau_B^2}, \quad (9)$$

$$\varepsilon'' = \frac{\omega \tau_B (\varepsilon_{=} - \varepsilon_{\infty})}{1 + \omega^2 \tau_B^2}, \quad (10)$$

где ε_{∞} – диэлектрическая проницаемость при $\omega \rightarrow \infty$ (оптическая проницаемость)

$\varepsilon_{=}$ – диэлектрическая проницаемость при $\omega \rightarrow 0$ (статическая проницаемость)

τ_B – время релаксации молекул воды.

Значения $\varepsilon_{=}$, ε_{∞} , τ_B воды определены полуэмпирическим путем. Они зависят от температуры воды. Предложены различные аппроксимирующие выражения. В дальнейших расчетах используются для чистой (дистиллированной) воды следующие формулы из [6]:

$$\varepsilon_{\infty} \approx 4,9; \quad \varepsilon_{=} = 88,05 - 0,42t^{\circ} + 6,3 \cdot 10^{-4}(t^{\circ})^2; \quad \tau_B = 3,1 \cdot 10^{-12} e^{\left(\frac{t^{\circ}-100}{75,6}\right)^2}.$$

В природной воде всегда растворено некоторое количество минеральных солей. Их влияние на электрофизические свойства воды зависят от концентрации солей (солёности S) и проявляется, главным образом, в появлении ионной проводимости. Так, для сверхчистой воды, например, в озере Байкал, $S \leq 0,05$ ‰, в речной и озерной воде, $S \approx 0,1 \dots 0,15$ ‰, в Азовском море $S \approx 6$ ‰, в Черном море $S \approx 9 \dots 12$ ‰, в океане, $S \approx 30 \dots 35$ ‰.

Для солёной воды формулы Дебая (9) **Ошибка! Источник ссылки не найден.**, 10) приобретают вид [2, 6]:

$$\varepsilon'_S = \varepsilon_{S\infty} + \frac{(\varepsilon_{S=} - \varepsilon_{S\infty})}{1 + \omega^2 \tau_S^2} \quad \varepsilon''_S = \frac{\omega \tau_S (\varepsilon_{S=} - \varepsilon_{S\infty})}{1 + \omega^2 \tau_S^2} + \frac{\sigma_S}{\varepsilon_0 \omega} \quad (11)$$

где σ_S – удельная проводимость $\left(\frac{1}{\text{Ом}\cdot\text{м}}\right)$.

$$\varepsilon_{S=} = \varepsilon_{=} \cdot A_S;$$

$$A_S = 1,0 + 1,61 \cdot 10^{-5} S \cdot t^{\circ} - 3,65 \cdot 10^{-3} S + 3,21 \cdot 10^{-5} S^2,$$

S – солёность воды в промилле.

В инженерных расчетах можно принимать

$$\varepsilon''_S \approx \varepsilon_{\infty} \approx 4,9; \quad \tau_S \approx \tau_B \quad \sigma_S = \sigma_S(25) \cdot e^{-U}$$

где $\sigma_S(25)$ – удельная проводимость солёной воды при 25°C :

$$\sigma_S(25) = 0,183 \cdot S - 1,47 \cdot 10^{-3} S^2 + 2,09 \cdot 10^{-5} S^3;$$

$$U = 2,03 \cdot 10^{-2} (25 - t^{\circ}) + 1,27 \cdot 10^{-4} (25 - t^{\circ})^2 - 1,85 \cdot 10^{-5} S + 2,55 \cdot 10^{-7} S (25 - t^{\circ}).$$

Эти формулы справедливы при $0 \leq S \leq 35$ ‰. Из них после преобразований получаются формулы, удобные для инженерных расчетов:

$$|\varepsilon_S| = \frac{1}{(1 + \omega^2 \tau_S^2)^{\frac{1}{2}}} \left[(\varepsilon_{=}^2 + \omega^2 \tau_S^2) + \frac{2\sigma_S(\varepsilon_{=} - \varepsilon_{\infty})\tau_S}{\varepsilon_0} + \frac{\sigma_S^2}{\varepsilon_0^2 \omega^2} (1 + \omega^2 \tau_S^2) \right]^{\frac{1}{2}}; \quad (12)$$

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}(1 + \omega^2 \tau_S^2)^{\frac{1}{4}}} \left[\left(a + \omega^2 \tau_S^2 \varepsilon_{\infty}^2 + \frac{\sigma_S^2}{\varepsilon_0^2 \omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{\varepsilon_{S=} + \omega^2 \tau_S^2 \varepsilon_{\infty}}{(1 + \omega^2 \tau_S^2)^{\frac{1}{2}}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

$$\gamma = |\gamma| \operatorname{sgn}(\omega)$$

$$|\gamma| = \frac{1}{\sqrt{2}(1 + \omega^2 \tau_S^2)^{\frac{1}{4}}} \left[\left(a + \omega^2 \tau_S^2 \varepsilon_{\infty}^2 + \frac{\sigma_S^2}{\varepsilon_0^2 \omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{\varepsilon_{S=} + \omega^2 \tau_S^2 \varepsilon_{\infty}}{(1 + \omega^2 \tau_S^2)^{\frac{1}{2}}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

$$a = \varepsilon_{=S}^2 + \frac{2(\varepsilon_{=S} - \varepsilon_{\infty})\tau_S \sigma_S}{\varepsilon_0} + \frac{\sigma_S^2 \tau_S^2}{\varepsilon_0^2}. \quad (15)$$

Наличие зависимости скорости распространения в воде электромагнитных волн от пройденного ими расстояния и возникающие вследствие этого неустранимые погрешности определения дистанции до цели являются одним из критических факторов, от которых зависит предельно достижимая точность определения координат потенциально опасных объектов.

В этой ситуации единственно возможный путь уменьшить погрешности измерений дальности – это выбрать внутри диапазона частот, пригодных для применения в СШП РЛ, области (или область), где коэффициенты n и γ наименее зависят от частоты (если такие области есть).

Для ответа на вопрос о существовании таких областей рассчитаны по формулам (11) – (14) $n(f)$ и $\beta(f) = \frac{f\gamma(f)}{c_0}$ в диапазонах частот $1 \cdot 10^4 \leq f \leq 1 \cdot 10^{12}$ Гц при различных значениях солености S и температуры $t^\circ\text{C}$. Результаты приведены на рис. 1 – 4.

На рис. 3.а, б приведены зависимости $\beta(f)$ при различных значениях солености и температуры воды.

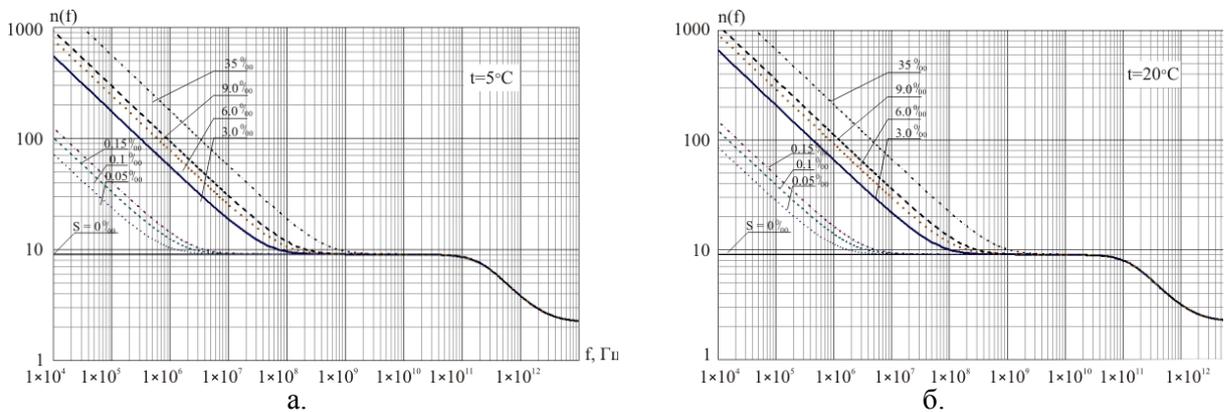


Рис.1. Зависимость коэффициента преломления n от частоты f при $\varepsilon_{=} = 81$; $\varepsilon_{\infty} = 4, 9$ и различной солености S

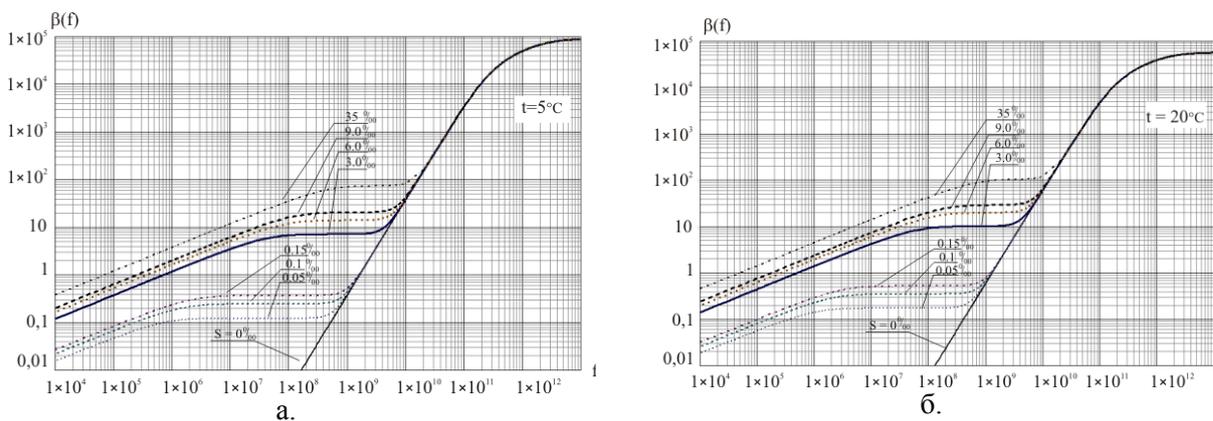


Рис.2. Зависимость коэффициента затухания β от частоты f при $\varepsilon_{=} = 81$; $\varepsilon_{\infty} = 4, 9$.

На рис. 3.а,б. показаны в увеличенном масштабе соответствующие участки рис.1.а, б., на рис. 4.а,б. в увеличенном масштабе соответствующие участки рис.2.а, б.

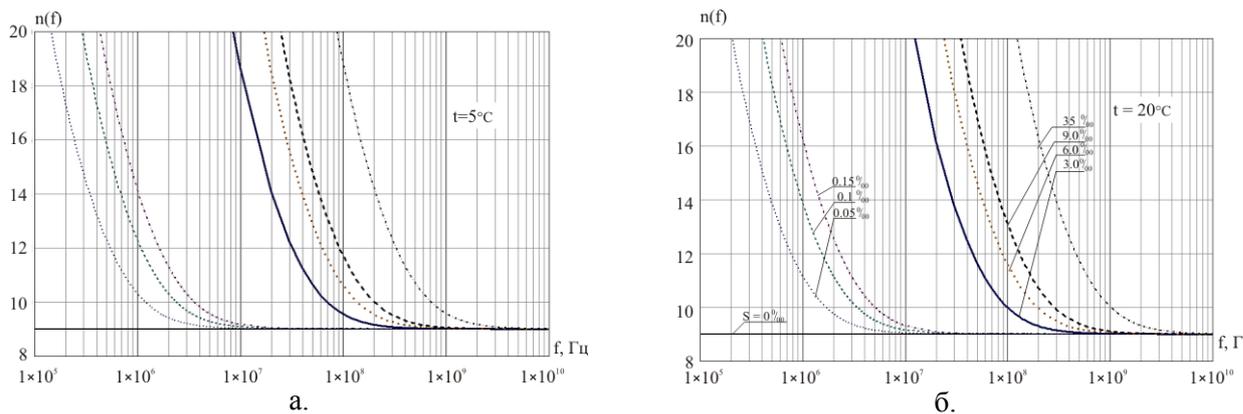


Рис.3. Участки графиков рис. 1 в увеличенном масштабе

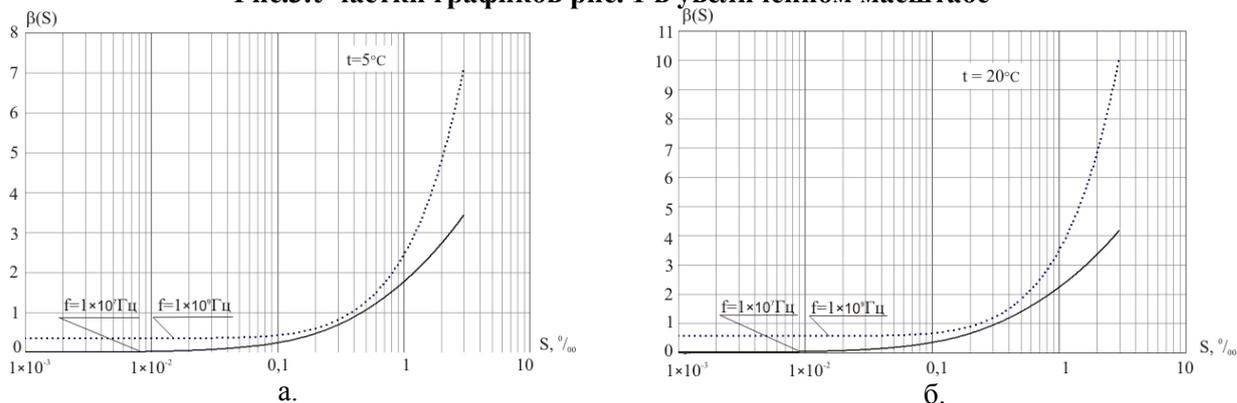


Рис.4. Участки графиков рис. 2 в увеличенном масштабе

В терминах физики диэлектриков полученные результаты означают существование феномена резкого уменьшения частотной зависимости действительной и мнимой составляющих диэлектрической проницаемости водных растворов в ограниченной области частот. Мы не нашли ни в периодической, ни в фундаментальной научной литературе информации об этом феномене. Это, конечно, не гарантирует, что полученные нами результаты обладают безусловной научной новизной. Для практики существенно то, что благодаря этому феномену оказывается реально возможным решение обратных задач, в частности определение формы затопленных объектов.

Литература

1. Арманд Н.А. Распространение радиоволн в средах с дисперсией. Сб. докл. Всероссийской науч. конференции «Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике», Муром, 2003г.
2. Яковлев О.И., Якубов В.П., Урядов В.П., Павельев А.Г. Распространение радиоволн – М.: ЛЕНАНД, 2009 г. 496 с.
3. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – М.: Наука - 432с.
4. Терлецкий Я.П., Рыбаков Ю.П. Электродинамика – М.: Высш. школа, 1980 г. 335 с.
5. Нуссенцвейг Х.М. Причинность и дисперсионные соотношения/Пер. с англ. – М.: Мир, 1976. - 461с.
6. Андреев Г.А., Заенцев Л.В., Яковлев В.В, Радиоволновые системы подповерхностного зондирования. – Зарубежная радиоэлектроника, 1991, №2 с.3 – 22.