

Влияние электрофизических параметров воды на спектры распространяющихся в ней СШП радиолокационных сигналов

Г.Л. Черниховская, К.В. Бровков

*Институт радиотехнических систем и управления Южного федерального университета,
ГСП 17А*

г. Таганрог 28, ул. Энгельса, 1, e-mail glchernih@tgn.sfedu.ru

Рассматривается проблема выбора рабочих частот радаров, предназначенных для измерения с борта летательных аппаратов глубины водоемов, обнаружения затопленных малоразмерных объектов и оценки их координат. Проводится детальный анализ влияния дисперсии скорости и поглощения электромагнитных волн в пресной и соленой воде на спектры СШП радиолокационных сигналов.

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. Conducted detailed analysis of influence of dispersion of velocity and absorbing the electromagnetic waves in fresh and salty water on spectrums of UWB radar signals.

Целью работы является исследование влияния поглощения и дисперсии скорости в воде на спектры распространяющихся в ней СШП радиосигналов.

Это необходимо для оптимизации диапазона частот сигналов СШП радаров, предназначенных для дистанционного зондирования водной среды. Актуальность этой работы определяется такими проблемами, как, например, обеспечение безопасной посадки самолетов-амфибий на необорудованной акватории, проведение в этих условиях поисково-спасательных операций, в том числе в тумане, в ночное время и в других ситуациях, когда нужна информация о глубине акватории и потенциально опасных плавающих или затопленных предметах в районе предполагаемой посадки или поиска. Радар для этих целей должен обеспечивать высокое пространственное разрешение как плавающих объектов локации, так и погруженных в толщу воды или находящихся на дне. Это возможно только при применении СШП сигналов.

Однако, при распространении СШП сигналов в таких средах как вода – среда с частотно-зависимыми скоростью распространения электромагнитных волн и коэффициентом поглощения их энергии – форма и скорость распространения сигналов оказываются зависимыми от пройденного ими расстояния в этой среде. Поэтому становится проблематичной согласованная фильтрация принимаемого эхосигнала. Кроме того, при определении расстояния до целей, находящихся в воде, или ее глубины по запаздыванию эхосигналов относительно зондирующего могут возникать неприемлемо большие неустраняемые погрешности.

В [1] показано, что спектральная плотность эхосигнала от объекта с частотно-независимой ЭПР, находящемся в воде, и при антенне СШП радара, расположенной над поверхностью воды, определяется выражениями

$$S_c(j\omega) = A_I \times S_0(j\omega) \times e^{-j \frac{2\omega H_A}{C_0 \cos \theta_1}} \times K_B(j\omega, r), \quad (1)$$

$$\text{где } A_I = C_I \sqrt{\sigma_w} \chi_{12} \varphi_{21} \cos^2 \theta_I \left\{ (n^2 - \sin^2 \theta_I) \left[\frac{H_A}{\cos \theta_I} + \frac{n^2 h \cos^2 \theta_I}{(n^2 - \sin^2 \theta_I)^{3/2}} \right] \right\}^{-2};$$

$$K_B(j\omega, r) = e^{-2\beta r - j \frac{2n\omega r}{C_0}} \quad (2)$$

– комплексный коэффициент передачи воды;

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

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

$\beta = \beta(\omega) = \frac{2\pi\gamma/l}{C_0}$ – погонный коэффициент затухания в воде;

C_0 – скорость электромагнитных волн в вакууме;

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

$C_I = const$ – постоянная радара;

χ_{12}, χ_{21} – коэффициенты преломления при переходе из воздуха в воду и обратно;

H_A – высота центра антенны над поверхностью воды;

θ_I – угол падения зондирующего сигнала;

σ_w – ЭПР объекта.

Функции $n(\omega)$ и $\gamma(\omega)$ определяются, как известно, на основе представления диэлектрической проницаемости ε комплексной величиной

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$$

формулами

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2}}, \quad \gamma = \sqrt{\frac{-\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2}}. \quad (3)$$

В общем случае (для соленой воды) составляющие диэлектрической проницаемости зависят от статической ε_0 и высокочастотной ε_∞ составляющих диэлектрической проницаемости воды, ионной проводимости σ и времени релаксации ее молекул τ_e [1 - 2]:

$$\varepsilon'_s = \varepsilon_{s\infty} + \frac{\varepsilon_{s=0} - \varepsilon_{s\infty}}{1 + \omega^2 \tau_s^2} \quad \varepsilon''_s = \frac{\omega \tau_s (\varepsilon_{s=0} - \varepsilon_{s\infty})}{1 + \omega^2 \tau_s^2} + \frac{\sigma_s}{\varepsilon_0 \omega}.$$

Параметры σ и ε_0 зависят от температуры воды t° и ее солености S (в промилле) [2 - 3]:

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

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

$$\varepsilon_0 = 88,05 - 0,42 t^\circ + 6,3 \cdot 10^{-4} (t^\circ)^2; \quad \varepsilon_{s=0} = \varepsilon_0 A_s;$$

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

время релаксации τ_e экспоненциально зависит от температуры и практически не зависит от солености $\tau_s \approx \tau_{\hat{a}} = 3,1 \cdot 10^{-12} \text{ \AA xp} \left\{ \left(\frac{t^\circ - 100}{75,6} \right)^2 \right\}$. Параметр ε_∞ практически

не зависит от температуры и солености воды: $\varepsilon_{s\infty} \approx \varepsilon_\infty \approx 4,9$.

В [3] получены формулы для вычисления зависимостей $n(\omega)$ и $\gamma(\omega)$ от частоты, удобные для инженерных расчетов:

$$|\varepsilon_s| = \frac{1}{(1 + \omega^2 \tau_s^2)^{1/2}} \left[(\varepsilon_s^2 + \omega^2 \tau_s^2) + \frac{2\sigma_s(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\tau_s}{\varepsilon_0} + \frac{\sigma_s^2}{\varepsilon_0^2 \omega^2} (1 + \omega^2 \tau_s^2) \right]^{1/2};$$

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}(1 + \omega^2 \tau_s^2)^{1/4}} \left[\left(a + \omega^2 \tau_s^2 \varepsilon_\infty^2 + \frac{\sigma_s^2}{\varepsilon_0^2 \omega^2} \right)^{1/2} + \frac{\varepsilon_s + \omega^2 \tau_s^2 \varepsilon_\infty}{(1 + \omega^2 \tau_s^2)^{1/2}} \right]^{1/2}; \quad (4)$$

$$\gamma = |\gamma| \text{sgn}(\omega);$$

$$|\gamma| = \frac{1}{\sqrt{2}(1 + \omega^2 \tau_s^2)^{1/4}} \left[\left(a + \omega^2 \tau_s^2 \varepsilon_\infty^2 + \frac{\sigma_s^2}{\varepsilon_0^2 \omega^2} \right)^{1/2} - \frac{\varepsilon_s + \omega^2 \tau_s^2 \varepsilon_\infty}{(1 + \omega^2 \tau_s^2)^{1/2}} \right]^{1/2}; \quad (5)$$

$$a = \varepsilon_s^2 + \frac{2(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\tau_s\sigma_s}{\varepsilon_0} + \frac{\sigma_s^2 \tau_s^2}{\varepsilon_0^2},$$

Частотная зависимость коэффициента преломления является причиной паразитной фазовой модуляции распространяющегося в воде сигнала. Вследствие этого происходит изменение времени запаздывания эхосигнала относительно зондирующего и возникновение погрешности определения дальности до лоцируемого объекта. Частотная зависимость коэффициента поглощения является причиной смещения энергетически значимой части спектра вниз по шкале частот и изменения его формы. Это явление препятствует осуществлению оптимальной фильтрации эхосигналов от объекта, находящегося в воде. Поэтому представляется целесообразным выбор такого диапазона частот зондирующего сигнала, в пределах которого функции $n(\omega)$ и $\gamma(\omega)$ изменяются незначительно или в малых пределах.

С этой целью по формулам (4) – (5) были рассчитаны зависимости коэффициента погонного затухания $\beta = \frac{2\pi|\gamma|f}{C_0}$ и коэффициента преломления $n(f)$, аналогичные [3].

Эти зависимости, рассчитанные в диапазонах частот $10 \text{ кГц} \leq f \leq 1 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$ при различных значениях солености S и температуры $t^\circ \text{C}$, представлены на рис. 1 – 4. На рис. 1 представлена зависимость коэффициента погонного затухания β от частоты при $\varepsilon_s = 81$; $\varepsilon_\infty = 4,9$; $T = 20^\circ$, на рис. 2 – зависимости β от S при фиксированных значениях частоты f .

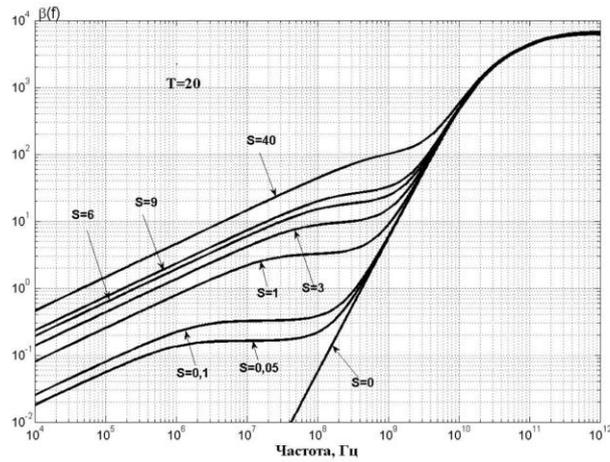


Рис. 1. Зависимость коэффициента затухания β от частоты f

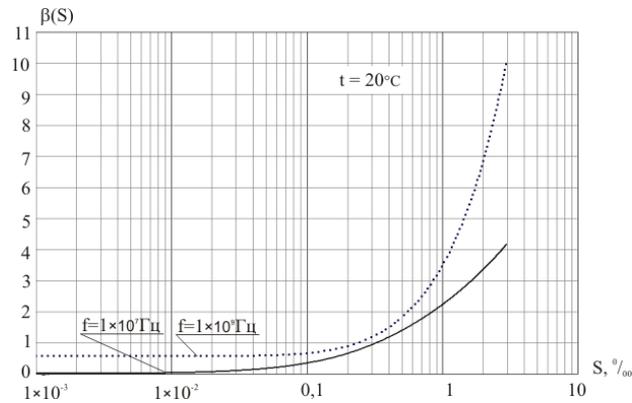


Рис. 2. Зависимость коэффициента затухания β от солёности воды для частот $f_1 = 10$ МГц и $f_2 = 1$ ГГц

На рис. 3 приведена зависимость коэффициента преломления от частоты при разных солёностях в диапазоне частот от 10 кГц до 10^{12} Гц. Участок графиков рис. 3 в районе $1 \cdot 10^5 \leq f \leq 1 \cdot 10^{10}$ Гц показан на рис. 4 в увеличенном масштабе.

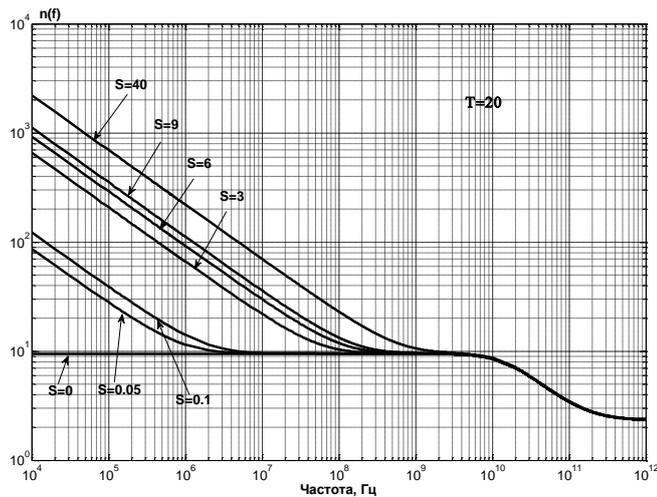


Рис. 3. Зависимость коэффициента преломления n от частоты f при различной солёности S

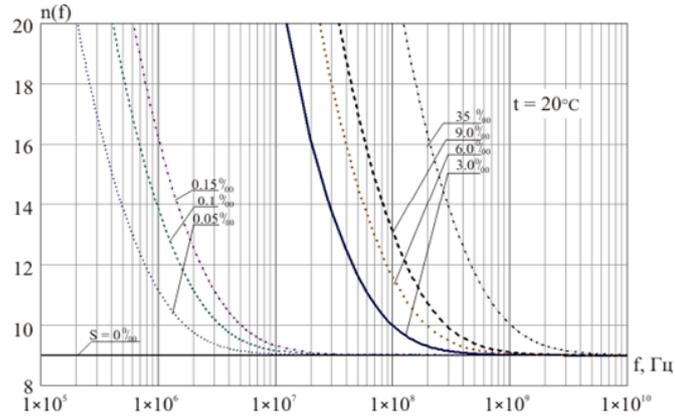


Рис. 4. Зависимость коэффициента преломления n от частоты f в увеличенном масштабе

Как видно из рис. 1, скорость роста затухания β от частоты резко увеличивается при частотах выше 10^8 Гц. Поэтому целесообразно спектр зондирующих СШП сигналов выбирать внутри интервала $10^7 \dots 10^8$ Гц, в пределах которого β практически постоянно при малых соленостях. Графики зависимости β от солености, рассчитанные для граничных частот этого интервала и приведенные на рис. 2, доказывают, что поглощение β становится неприемлемо большим при $S > 0,5$ ‰.

Из зависимостей рис. 3 и 4 коэффициента преломления от частоты видно, что в диапазоне частот $1 \cdot 10^4 \leq f \leq 1 \cdot 10^{11}$ Гц скорость изменения n от f уменьшается и в районе $1 \cdot 10^7 \leq f \leq 1 \cdot 10^9$ Гц близко к постоянной величине. Как упоминалось выше, при наличии зависимости коэффициента преломления от частоты нарушается линейная зависимость запаздывания эхосигнала от расстояния до цели и, соответственно, появляется неустранимая погрешность измерения этого расстояния. Поэтому спектр зондирующих сигналов целесообразно выбирать так, чтобы его нижняя энергетически значимая частота лежала при соленостях $0 \leq S \leq 0,15$ ‰ выше частоты $1 \cdot 10^7$ Гц.

Таким образом, наиболее предпочтительным диапазоном спектра излучаемых сигналов является интервал $10^7 \dots 10^8$ Гц. Однако в этом интервале невозможно достичь нужного разрешения для обнаружения затопленных и плавающих целей в воде, поскольку при их реалистичных размерах нижняя граничная частота спектра зондирующих сигналов должна быть выше $10 - 20$ МГц, что возможно при частоте f_0 зондирующего сигнала порядка единиц ГГц. Поэтому необходимо провести исследования особенностей спектров эхосигналов, соответствующих различным частотным диапазонам.

В качестве моделей для анализа влияния поглощения водной среды на свойства спектров СШП сигналов выбраны два сигнала: сигнал, представляющий один период синусоиды [4], и моноцикл Гаусса [5], имеющие соответственно следующие спектры:

$$S_{01}(j\omega) = jA_m \left[\frac{\sin \frac{(\omega + \omega_0)\tau_c}{2}}{\omega + \omega_0} - \frac{\sin \frac{(\omega - \omega_0)\tau_c}{2}}{\omega - \omega_0} \right], \quad \tau_c = \frac{2\pi}{\omega_0}; \quad (6)$$

$$S_{02}(j\omega) = -jA_m \frac{\sqrt{2\pi}}{\omega_0^2} \omega e^{-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 - 1 \right]} \quad (7)$$

Результаты исследования показали, что влияние поглощения в водной среде на спектры эхосигналов зависит от расположения энергетически значимого диапазона спектра сигнала. Если спектр сигнала находится в пределах $10-40$ МГц, то модуль коэффициента передачи воды (2) можно считать постоянным в этой области при соленостях до $0,3\%$. Вследствие этого спектр эхосигнала в данном диапазоне практически не искажается и с точностью до коэффициента $\exp(-\beta_0 R)$ совпадает со спектром зондирующего сигнала. Здесь β_0 соответствует значению коэффициента поглощения «полочки» частот на рис. 1. Этот факт иллюстрирует рис. 5, на котором для диапазона частот до 100 МГц приведены графики $|K_B(j\omega, r)|$ при различных соленостях и спектр излучаемого моноцикла Гаусса с центральной частотой $f_0 = 20$ МГц.

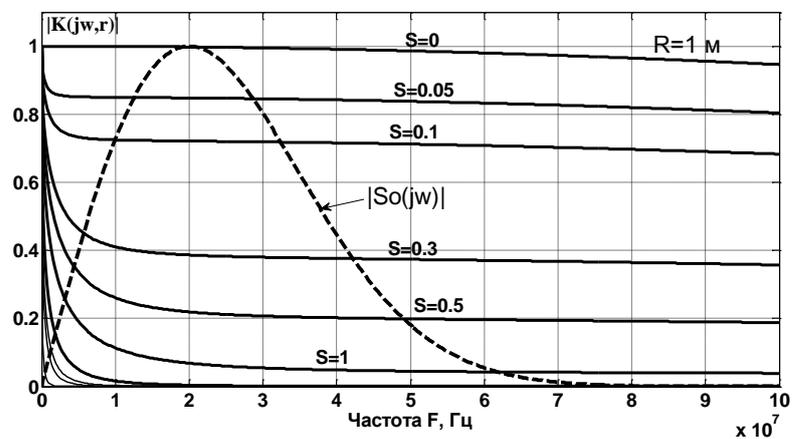


Рис. 5. Зависимость модуля комплексного передачи воды $|K_B(j\omega, R)|$ от частоты при различных соленостях

При расположении спектров зондирующих сигналов вне этого диапазона спектры эхосигналов с увеличением пройденного в воде расстояния смещаются в область нижних частот и форма их может меняться. Так, для иллюстрации, на рис. 6 показаны нормированные к максимуму спектры эхосигналов для радиоимпульса и моноцикла Гаусса при увеличивающемся расстоянии R и фиксированной солености (при центральной частоте зондирующих сигналов 1 ГГц).

Отличительной особенностью сигналов – моноциклов Гаусса с центральными частотами ω_0 выше 100 МГц является то, что спектры их эхосигналов описываются той же зависимостью (7), но с новым параметром $\omega_0(R)$, соответствующим частоте максимума эхосигнала на заданном расстоянии. Значения новых ω_{0max} оказываются **не зависимыми** от солености, и определяются частотой ω_0 зондирующего сигнала и расстоянием R .

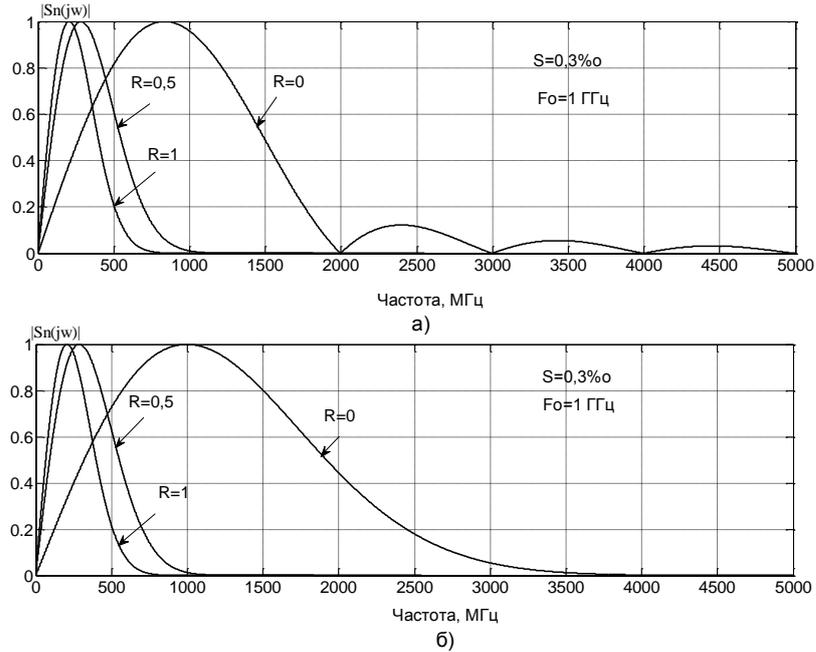


Рис. 6. Вид нормированного спектра эхосигналов в зависимости от расстояния R
а) спектры радиоимпульсов; б) спектры моноциклов Гаусса

На рис. 7а приведены нормированные к ω_0 зависимости частоты ω_{0max} от расстояния для разных частот – 1 ГГц, 250, 25 и 2,5 МГц. Зависимости для частот зондирующих сигналов 1 ГГц, 250 и 25 МГц практически не меняются при изменении солёности до 0,3 промилле, для частоты 25 МГц частота ω_0 остается почти неизменной.

Спектры эхосигналов, соответствующих частотам зондирующих сигналов ниже 10 МГц, также определяются прежней зависимостью, но с новой $\omega_0(R)$, которая в этом случае уже зависит от солёности. Этот факт иллюстрирует рис. 7б.

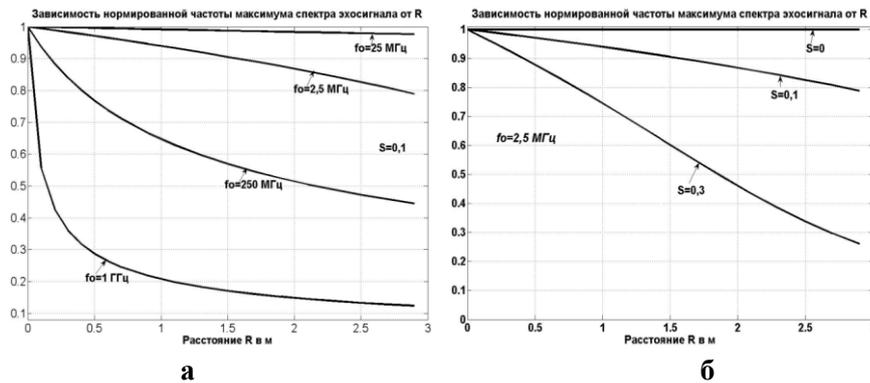


Рис. 7. Зависимость изменения нормированной частоты максимума спектра $\frac{\omega_0(R)}{\omega_0}$ эхосигнала от пройденного расстояния R

В отличие от моноцикла Гаусса, спектры эхосигналов при излучении СШП радиоимпульса (б) искажаются в том смысле, что исчезают боковые лепестки спектра из-за подавления высокочастотных составляющих, но форма центрального лепестка спектра эхосигнала описывается зависимостью, очень близкой к (б).

На рис. 8 представлены для иллюстрации спектры зондирующих сигналов $S_0(j\omega)$ (кривые 1), спектры эхосигналов $S_c(j\omega)$, рассчитанные для расстояния $R=2$ м (кривые 2), и спектры $S_d(j\omega)$, аппроксимирующие эхосигналы зависимостями (6) - (7) с новыми значениями $\omega_0(R)$ (пунктирные кривые 3). Расчеты были проведены для $f_0 = 1\text{ГГц}$, спектры эхосигналов рассчитывались при параметрах среды $R=3$ м, $\varepsilon_{\infty} = 81$; $\varepsilon_0 = 4,9$; $T=20^\circ$. Полученные результаты действительны для $S \leq 0,3\%$.

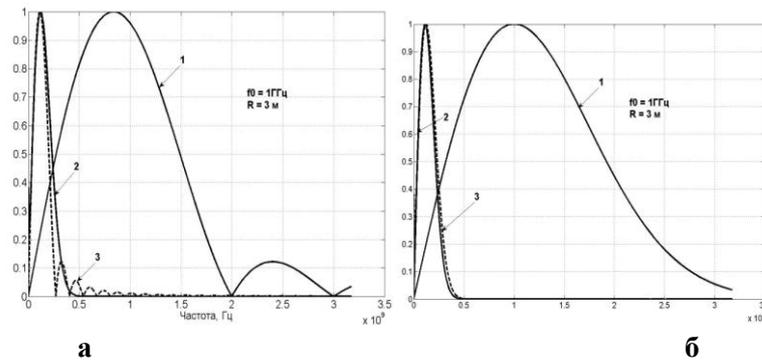


Рис. 8. Аппроксимация эхосигналов
а) для радиоимпульса; б) для моноцикла Гаусса

Приведенные на рис 8 графики показывают наилучшее совпадение эхосигнала с аппроксимирующим в случае моноцикла Гаусса, что подтверждает проведенный численный расчет среднеквадратичной погрешности отклонения

$$\delta^2 = \frac{\int_0^{\infty} |S_c(j\omega) - S_d(j\omega)|^2 d\omega}{\int_0^{\infty} |S_c(j\omega)|^2 d\omega}. \quad (8)$$

Для моноцикла Гаусса значение погрешности (8) составило 1%, для радиоимпульса – 5%.

Таким образом, на основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- в диапазоне частот порядка единиц ГГц, обеспечивающих необходимое разрешение для обнаружения затопленных или плавающих в воде объектов, при соленостях воды не более $0,15\%$ коэффициент преломления является постоянным и не зависящим от частоты, поэтому погрешность измерения координат, вызванную изменением скорости распространения электромагнитных волн в воде, можно не учитывать;

- в данном частотном диапазоне погонное затухание β зависит от частоты, поэтому спектры эхосигналов с увеличением расстояния смещаются в область низких частот; однако при этом форма сигналов практически не изменяется и соответствует форме зондирующего сигнала с новой более низкой центральной частотой максимума, не зависящей от солености воды. Последнее позволяет реализовать оптимальную обработку эхосигналов, причем погрешность замены спектра эхосигнала спектром аппроксимирующего сигнала с новой частотой $\omega_0(R)$ составляет не более 1% для моноцикла Гаусса и 5% для радиоимпульса.

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: Учебник / Под ред. О.И. Яковлева. – М.: ЛЕНАНД, 2009. – 496 с.
3. Г.М. Махонин, Г.Л. Черниковская, В.Ю. Дорошенко. Особенности СШП радиолокации объектов в водной среде и оптимизация частотного диапазона зондирующих сигналов. IV Всероссийская научная конференция «Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике» (СРСА 2013) 25.06-28.06. 2013 г. Муром.
4. Черниковская Г.Л. Поиск с помощью сверхширокополосных сигналов малоразмерных объектов, погруженных в толщу морского дна. – Радиотехника, 2009, №9, с. 4-9
5. Черниковская Г.Л., Криуленко А.А. Свойства СШП сигнала в виде моноцикла Гаусса при распространении его в среде с квадратичной зависимостью поглощения от частоты. Материалы Всероссийской научной конференции «Актуальные вопросы исследования общественных и технических систем» - часть 3 – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2011. с.68-72