

УДК 681.883.41

## АНАЛИЗ ИСКАЖЕНИЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ГИДРОАКУСТИЧЕСКОМ КАНАЛЕ СВЯЗИ

Денисов В.Е., МГТУ МИРЭА, E-mail: [dvemirea@mail.ru](mailto:dvemirea@mail.ru)  
Москва, Россия

**Аннотация.** В статье рассматриваются искажения высокочастотных акустических импульсов в гидроакустическом канале связи, которые обусловлены неравномерностью частотной характеристики затухания морской среды. Рассмотрены импульсы с прямоугольной, синусоидальной и типа «приподнятый косинус» огибающими.

**Ключевые слова:** акустический импульс, огибающая, гидроакустический канал связи, характеристика затухания морской среды, колебательная часть, аperiodическая часть, предвестник, след, фазовая модуляция, амплитудная модуляция.

## ANALYSIS OF DISTORTIONS IN HIGH-FREQUENCY PULSE ACOUSTIC SIGNALS IN HYDROACOUSTIC COMMUNICATION CHANNELS

Denisov V.E. MSTU MIREA, E-mail: [dvemirea@mail.ru](mailto:dvemirea@mail.ru)  
Moscow, Russia

**Abstract.** The article considers the distortion high-frequency acoustic pulses in a hydroacoustic communication channel, which are caused by uneven frequency characteristic decay-teristics of the marine environment. Considered pulses with a rectangular, sinusoidal and type "raised cosine" envelopes.

**Keywords:** acoustic pulse envelope, sonar communication channel attenuation characteristics of the marine environment, the vibrational part of the aperiodic, harbinger, track, phase modulation, amplitude modulation.

### 1. Краткая характеристика гидроакустического канала связи.

Рассматриваемый гидроакустический канал связи (ГАКС) состоит из передающей и приемной антенн и морской среды. Антенны считаются идеальными, частотно независимыми. В качестве модели морской среды принята модель в виде изотропной, однородной, линейной среды с частотно зависимым коэффициентом затухания  $\alpha(f)$ . Используя аппроксимацию  $\alpha(f)$  функцией  $\alpha_K(f) = B_K + D_K f^2$  из работы [1], можно представить комплексный коэффициент передачи ГАКС  $H(j\omega)$  в форме, удобной для аналитических исследований

$$H(j\omega) = H(0) \exp(-a\omega^2 - j\omega t_3), \quad (1)$$

где  $\omega$  –угловая частота, рад/с;

$$H(0) = \exp(-0,115B_K R), \quad a = 0,115(2\pi)^{-2} 10^{-6} D_K R, \quad (2)$$

$$t_3 = \frac{R}{C}, R - \text{расстояние между передающей и приемной антеннами, км; } C = 1,5$$

км/с - скорость звука в морской среде.

$$\text{Для аппроксимации 1: } B_1 = 0, D_1 = \frac{0,036}{\sqrt{f_0}}. \text{ Для аппроксимации 8:}$$

$$B_8 = 1,9 \cdot 10^{-3} f_B^{1,5}, D_8 = \frac{0,036}{\sqrt{f_B}}, \text{ где } f_0, f_B - \text{несущая частота и верхняя частота}$$

рабочего диапазона в килогерцах соответственно.

Частотной характеристики (1) соответствует импульсная характеристика вида

$$h(t) = \frac{H(0) \exp\left[-\frac{(t-t_3)^2}{4a}\right]}{2\sqrt{\pi a}}, \quad (3)$$

где  $h(t)$  – импульсная характеристика,  $c^{-1}$ ;  $t$  – время, с;  $H(0)$  – безразмерный коэффициент из (2);  $a$  – коэффициент из (2),  $c^2$ .

Сигнал на входе ГАКС далее обозначается как  $s_1(t)$ , а на выходе –  $s_2(t)$ .

## 2. Реакция ГАКС на единичный скачок с высокочастотным заполнением.

Найдем реакцию  $s_2(t)$  на сигнал вида  $s_1(t) = 1(t-t_1)\cos(\omega_0 t + \varphi_0)$

При этом удобно воспользоваться интегралом свертки

$$s_2(t) = \int_{t_1}^t s_1(\tau)h(t-\tau)d\tau \quad (4)$$

Представив  $\cos(\cdot)$  в комплексной форме, выражение (4) можно привести к виду

$$s_2(t) = H(0)(2\sqrt{\pi a})^{-1} \operatorname{Re} \left\{ \int_{t_1}^t \exp\left[-(4a)^{-1}(t-\tau-t_3)^2 + j(\omega_0\tau + \varphi_0)\right] \right\} \quad (5)$$

Интеграл в (5) путем дополнения показателя экспоненты до полного квадрата можно выразить через интеграл вероятности от комплексного аргумента  $W(z)$ , табулированного в [2].

$$s_2(t) = 0,5H(0)1(t-t_1)\operatorname{Re}\{n_1(t) - n_2(t)\}, \quad (6)$$

$$n_1(t) = W(z_1) \exp\left[-(4a)^{-1}(t-t_1-t_3)^2 + j(\omega_0 t_1 + \varphi_0)\right], \quad (7)$$

$$n_2(t) = W(z_2) \exp\left[-(4a)^{-1}t_3^2 + j(\omega_0 t + \varphi_0)\right] \quad (8)$$

где  $z_1 = x_1 + jy_1$ ,  $z_2 = x_1 + jy_2$ ,  $x_1 = \omega_0\sqrt{a}$ ,  $y_1 = -(2\sqrt{a})^{-1}(t-t_1-t_3)$ ,  
 $y_2 = (2\sqrt{a})^{-1}t_3$ .

Выражение (6) при  $\left(\frac{a\omega_0}{t_3}\right)^2 \ll 1$  можно привести к виду  $s_2(t) = s_{2B}(t) + s_{2C}(t)$ , где вынужденная  $s_{2B}(t)$  и собственная  $s_{2C}(t)$  составляющие реакции определяются по формулам

$$s_{2B}(t) = H(0)1(t - t_3 - t_1) \exp(-x_1^2) \cos[\omega_0(t - t_3) + \varphi_0], \quad (9)$$

$$s_{2C}(t) = H(0)1(t - t_1) [U(x_1, y_1) \cos \varphi_1 - V(x_1, y_1) \sin \varphi_1] \cdot \exp[-(4a)^{-1}(t - t_1 - t_3)^2], \quad (10)$$

где  $U(x_1, y_1) = \operatorname{Re}[W(z_1)]$ ,  $V(x_1, y_1) = \operatorname{Im}[W(z_1)]$ ,  $\varphi_1 = \varphi_0 + \omega_0 t_1$ .

Как видно из (9),  $s_{2B}(t)$  равно нулю при  $t < t_1 + t_3$ , а при  $t > t_1 + t_3$  представляет собой ослабленный и смещенный на время  $t_3$  входной сигнал. Составляющая  $s_{2C}(t)$  является аperiодическим сигналом типа видеоимпульса, форма которого определяется зависимостью функций  $U(x_1, y_1)$ ,  $V(x_1, y_1)$ ,  $h(t)$  от времени. Кроме того,  $s_{2C}(t)$  зависит также от начальной фазы входного сигнала  $\varphi_0$ . Составляющая  $s_{2C}(t)$  при  $t > t_1$  имеет бесконечную протяженность по времени, однако наибольшие ее значения имеют место в окрестности  $t = t_1 + t_3$ ..

### 3. Анализ искажений прямоугольного высокочастотного акустического импульса

$$s_{22}(t) = 0,5H(0)1(t - t_1) [U(x_1, y_{11}) \cos \varphi_1 - V(x_1, y_{11}) \sin \varphi_1] \exp[-(4a)^{-1}(t - t_1 - t_3)^2]$$

Прямоугольный высокочастотный импульс с единичной амплитудой и длительностью  $T_1$  можно представить как наложение двух единичных скачков с высокочастотным заполнением

$$s_1(t) = \Pi(t) \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = 1(t - t_1) \cos(\omega_0 t + \varphi_0) + 1(t - t_2) \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (11)$$

где  $\Pi(t) = 1(t - t_1) - 1(t - t_2)$ ,  $t_2 = t_1 + T_1$ .

Поэтому реакция  $s_2(t)$  на прямоугольный высокочастотный импульс может быть получена наложением реакции (6) и аналогичной реакции, но смещенной на время  $T_1$ . В результате несложных преобразований можно привести  $s_2(t)$  к виду

$$s_2(t) = s_{21}(t) + s_{22}(t) + s_{23}(t), \quad (12)$$

где  $s_{21}(t) = H(0)\Pi(t - t_3) \exp(-x_1^2) \cos[\omega_0(t - t_3) + \varphi_0]$ ,

$$s_{23}(t) = -0,5H(0)1(t - t_2)[U(x_1, y_{12})\cos\varphi_2 - V(x_1, y_{12})\sin\varphi_2].$$

$$\exp[-(4a)^{-1}(t - t_2 - t_3)^2]$$

$$y_{1k} = -(t - t_k - t_3)/(2\sqrt{a}), k = 1, 2; \varphi_2 = \varphi_0 + \omega_0 t_2.$$

Как видно из (12) реакция состоит из трех составляющих:  $s_{21}(t)$  представляет собой ослабленный и смещенный на время  $t_3$  прямоугольный высокочастотный импульс;  $s_{22}(t)$  и  $s_{23}(t)$  имеют форму видеоимпульсов, сосредоточенных соответственно в окрестностях  $t = t_1 + t_3$  и  $t = t_1 + t_3 + T_1$ . Часть  $s_{22}(t)$  при  $t < t_1 + t_3$  формирует предвестник выходного сигнала, а часть  $s_{23}(t)$  при  $t > t_1 + t_3 + T_1$  его след. Составляющие  $s_{22}(t)$  и  $s_{23}(t)$  отличаются друг от друга лишь знаком и смещением на время  $T_1$ .

Назовем сумму  $s_{2c}(t) = s_{22}(t) + s_{23}(t)$  аperiodической частью выходного сигнала, а  $s_{21}(t)$  - колебательной частью. Форма каждого видеоимпульса аperiodической части описывается произведением двух функций времени: гауссовской функции, описывающей импульсную характеристику  $h(t)$ , и функции, изменяющейся во времени более медленно чем гауссовская функция. Поэтому длительность каждого видеоимпульса приблизительно равна длительности импульсной характеристики  $\Delta T_h$ . Следовательно, длительности предвестника и следа выходного сигнала будут равны  $0,5\Delta T_h$ . Поэтому длительность  $T_2$  выходного сигнала составит  $T_2 = T_1 + \Delta T_h$ . Длительность  $\Delta T_h$  на уровне 0,1 от максимума  $h(t)$  может быть определена для различных аппроксимаций функции  $\alpha(f)$  функцией  $\alpha_k(f)$  по формуле  $\Delta T_h = 0,327\sqrt{D_k R}$ , где  $\Delta T_h$  - длительность  $h(t)$ , мс;  $R$  - расстояние, км;  $D_k$  - параметр аппроксимирующей  $\alpha_k(f)$ . Для аппроксимации 1:  $\Delta T_h = 0,0622\sqrt{R}/f_0^{0,25}$  и, а для аппроксимации 8:  $\Delta T_h = 0,0622\sqrt{R}/f_B^{0,25}$ , где  $f_0, f_B$  - соответственно несущая частота и верхняя частота рабочего диапазона, кГц.

Колебательная часть выходного сигнала уменьшается с увеличением  $f_0$  и  $R$ . Аperiodическая часть при этом также уменьшается, но в гораздо меньшей степени. Поэтому увеличение  $f_0$  и  $R$  может привести к такому уменьшению колебательной части по сравнению с аperiodической, что аperiodическая часть будет существенно больше колебательной. Последнее будет означать практическую трансформацию входного высокочастотного импульса в два видеоимпульса, сосредоточенных в окрестностях  $t = t_1 + t_3$  и  $t = t_1 + t_3 + T_1$  и, в общем случае, перекрывающихся во

времени. Физически это происходит за счет более сильного ослабления в морской среде высокочастотных составляющих  $f \geq f_0$  спектра входного сигнала по сравнению с ослаблением низкочастотных  $f < f_0$  составляющих. Поэтому, трансформация у импульса с синусоидальным заполнением  $\varphi_0 = -\pi/2$  должна быть выражена более заметно, чем у импульса с косинусоидальным заполнением ( $\varphi_0 = 0$ ), у которого больший уровень высокочастотных и меньший уровень низкочастотных составляющих в спектре, чем у первого.

На рис.1 изображены графики сигнала  $s_2(t)$  и его аperiodической составляющей  $s_{2c}(t)$  при  $t_1 = t_3 = 0$ ;  $T_1 = 0,1$  мс;  $f_0 = f_B = 60$  кГц;  $R = 2$  км;  $B_8 = 1,9 \cdot 10^{-3} f_B^{1,5} = 0,882$ ;  $D_8 = 0,036/\sqrt{f_B} = 4,65 \cdot 10^{-3}$ , которые подтверждают качественный анализ

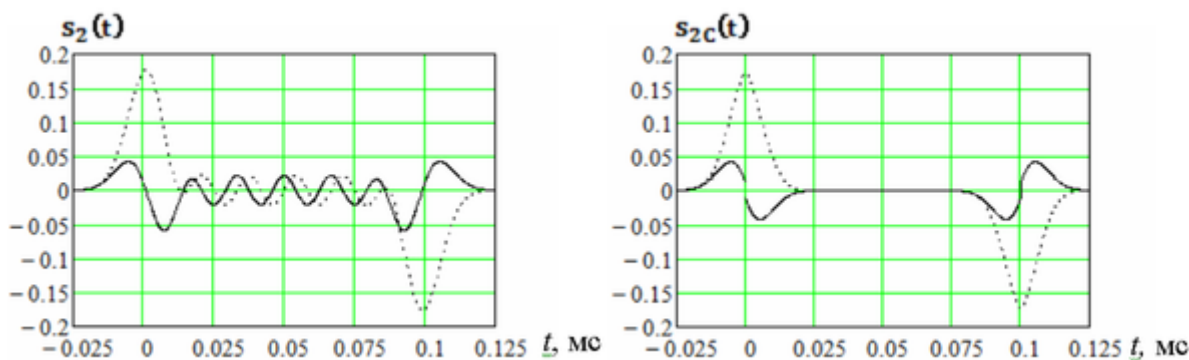


Рис. 1. Сигнал  $s_2(t)$  и его составляющая  $s_{2c}(t)$ : ..... -  $\varphi_0 = -\pi/2$ ; — -  $\varphi_0 = 0$ .

#### 4. Анализ искажений высокочастотного акустического импульса с синусоидальной огибающей

Найдем реакцию  $s_2(t)$  ГАКС на высокочастотный импульс с синусоидальной огибающей вида (sin-импульс)

$$s_1(t) = \Pi(t) \sin [v(t - t_1)] \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (13)$$

где  $v = \pi/T_1$

Сигнал  $s_1(t)$  можно представить в виде разности двух составляющих

$$s_1(t) = s_{11}(t) - s_{12}(t), \quad (14)$$

где  $s_{1k}(t) = 0,5\Pi(t) \cos(\omega_k t + \varphi_k)$ ,  $k = 1,2$ ,

$\omega_1 = \omega_0 - v$ ,  $\omega_2 = \omega_0 + v$ ;  $\varphi_1 = \varphi_0 + vt_1 - 0,5\pi$ ,  $\varphi_2 = \varphi_0 - vt_1 - 0,5\pi$ .

Сигналы  $s_{11}(t)$ ,  $s_{12}(t)$  представляют собой прямоугольные высокочастотные импульсы с несущими частотами  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и начальными фазами  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  соответственно.

Таким образом, задача определения реакции  $s_2(t)$  на сигнал (13) сводится к задаче определения реакции на прямоугольный высокочастотный импульс, рассмотренной выше. Используя результаты п.3, можно представить искомую реакцию в виде

$$s_2(t) = s_{2B}(t) + s_{2C}(t), \quad (15)$$

$$\text{где } s_{2B}(t) = 0,5H(0)\Pi(t-t_3)[\exp(-x_2^2)\sin(\varphi_{B2}) - \exp(-x_1^2)\sin(\varphi_{B1})],$$

$$\varphi_{B2} = \omega_2(t-t_3) + \varphi_0 - vt_1, \quad \varphi_{B1} = \omega_1(t-t_3) + \varphi_0 + vt_1,$$

$$s_{2C}(t) = 0,25H(0)\sum_{K=1}^2 1(t-t_K)\{[U(x_2, y_{1K}) - U(x_1, y_{1K})]\sin\varphi_0 + \\ + [V(x_2, y_{1K}) - V(x_1, y_{1K})]\cos\varphi_0\}\exp[-(4a)^{-1}(t-t_K-t_3)^2],$$

$$x_K = \omega_K\sqrt{a}, \quad y_{1K} = -(t-t_K-t_3)/(2\sqrt{a}).$$

Выражение для  $s_{2C}(t)$  получено при  $\omega_0 t_K = 2\pi N_K$  где  $N_K$ -целое число.

Колебательная часть реакции  $s_{2B}(t)$  может быть представлена также и в виде импульса с огибающей  $A(t)$  и фазовой модуляцией по закону  $\varphi(t)$

$$s_{2B}(t) = A(t)\cos[\omega_0(t-t_3) + \varphi(t) + \varphi_0], \quad (16)$$

где  $A(t) = A_m A_0(t)$  - огибающая;

$$A_m = H(0)\exp[-a(\omega_0^2 + v^2)]\text{ch}(2a\omega_0 v) - \quad (17)$$

максимальное значение огибающей;

$$A_0(t) = \Pi(t-t_3)[\text{ch}(2a\omega_0 v)]^{-1}\sqrt{\sin^2 v(t-t_3-t_1) + \text{sh}^2 2a\omega_0 v} - \quad (18)$$

закон амплитудной модуляции.

$$\varphi(t) = \Pi(t-t_3)\{\text{arctg}[\text{th}(2a\omega_0 v)\text{ctg}(v(t-t_3-t_1))]\} + k\pi - \quad (19)$$

закон фазовой модуляции ( $k = -1, 0, 1$ ).

При  $a = 0$ ,  $t_3 = 0$   $A(t)$  совпадает с огибающей входного сигнала  $s_1(t)$ , а  $\varphi(t) = 0$ .

Фазовая модуляция по закону  $\varphi(t)$  приводит к изменению мгновенной частоты  $\omega(t)$  сигнала  $s_{2B}(t)$ . Изменение частоты  $\Delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_0$  может быть определено по формуле

$$\Delta\omega(t) = -\Pi(t-t_3) \cdot v \cdot \text{th}(2a\omega_0 v) / \{1 - [1 - \text{th}^2(2a\omega_0 v)]\cos^2 v(t-t_3-t_1)\},$$

(20)

Так как  $0 \leq \text{th}(x) \leq 1$ ,  $|\cos x| \leq 1$  то  $\Delta\omega(t) < 0$  и, следовательно,  $\omega(t)$  уменьшается по сравнению с несущей частотой  $\omega_0$  входного сигнала  $s_1(t)$ .

Графики зависимости  $A_0(t_H)$ , где  $t_H = t/T_1$  при  $R = 2$  км,  $f_0 = f_B = 60$  кГц,  $t_1 = 0$ ,  $t_{3H} = 0,1$  для  $T_1 = 0,1$  мс и  $T_1 = 0,2$  мс приведены на рисунке 2а. На этом же

рисунке изображена также огибающая  $A_H(t_H) = \Pi(t_H - 0,1) \sin [\nu(t_H - 0,1)]$  входного сигнала.

Графики зависимости  $T_1 \Delta f(t_H)$ , где  $\Delta f(t_H) = \Delta \omega(t_H)/(2\pi)$ , для тех же условий приведены на рисунке 2б.

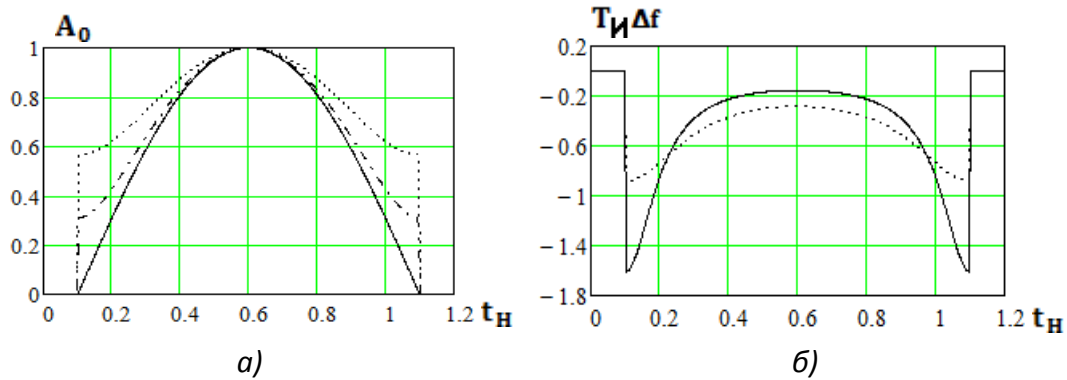


Рис.2. а) зависимость  $A_0(t_H)$ : —  $A_H(t_H)$ , .....  $A_0(t_H)$  при  $T_1 = 0,1$  мс, - - -  $A_0(t_H)$  при  $T_1 = 0,2$  мс ; б) зависимость величины  $T_1 \Delta f(t_H)$ : — при  $T_1 = 0,2$  мс, .....  $T_1 = 0,1$  мс.

Как видно из рисунка 2а, наибольшее отклонение  $A_0(t_H)$  от  $A_H(t_H)$  имеет место при  $t = t_1 + t_3$  и при  $t = t_1 + t_3 + T_1$ . Это отклонение равно

$$\max \Delta A = th(2a\omega_0\nu). \quad (21)$$

Как следует из рисунка 2б, минимальное по модулю значение  $T_1 \Delta f(t)$  будет при  $t = t_1 + t_3 + 0,5T_1$ :

$$\min |T_1 \Delta f(t)| = 0,5th(2a\omega_0\nu) = 0,5\max \Delta A. \quad (22)$$

С увеличением  $T_1$  величины  $\max \Delta A$  и  $\min |T_1 \Delta f(t)|$  уменьшаются, а при увеличении  $R$  и  $f_0$  увеличиваются.

Графики зависимости  $s_{2c}(t)$ , рассчитанные для тех же условий что и  $A_0(t_H)$ , приведены на рисунке 3. На этом же рисунке приведены зависимости аperiodической части реакции при прохождении прямоугольного высокочастотного импульса (П-импульса).

Как показывает анализ приведенных графиков, амплитуда аperiodической части  $s_{2c}(t)$  реакции у sin-импульса значительно меньше чем у прямоугольного импульса. Данное явление обусловлено более высокой скоростью убывания амплитудного спектра у sin-импульса. Кроме того, как показывает дополнительный анализ, амплитуда

$s_{2c}(t)$  у  $\sin$ -импульса уменьшается с ростом  $T_1$ , а у прямоугольного импульса она не зависит от  $T_1$ .

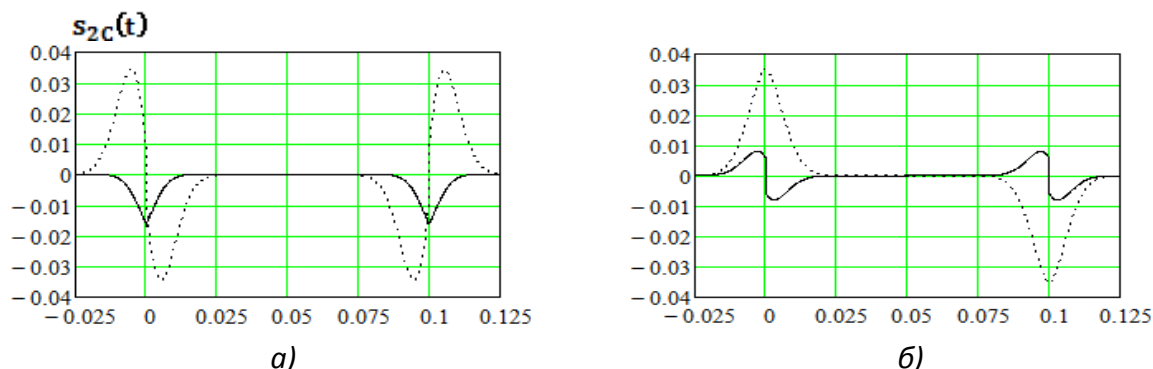


Рис.3. Зависимости  $s_{2c}(t)$ : а) - при  $\varphi_0 = 0$ , б) - при  $\varphi_0 = -\pi/2$ ; —  $\sin$ -импульс, .....  $\Pi$ -импульс (на рис. 3б для  $\Pi$ -импульса изображено  $0,25s_{2c}(t)$ ).

##### 5. Анализ искажений высокочастотного акустического импульса с огибающей типа «приподнятый косинус»

Найдем реакцию  $s_2(t)$  ГАКС на высокочастотный импульс с огибающей вида «приподнятый косинус» ( $\cos$ -импульс)

$$s_1(t) = 0,5\Pi(t)[1 - \cos(v(t - t_1))]\cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (23)$$

где  $v = 2\pi/T_1$ .

Сигнал  $s_1(t)$  можно представить в виде наложения трех составляющих

$$s_1(t) = 0,5s_{10}(t) - 0,25s_{11}(t) - 0,25s_{12}(t), \quad (24)$$

где  $s_{1k}(t) = \Pi(t)\cos(\omega_k t + \varphi_k)$ ,  $k = 0, 1, 2$

$\omega_1 = \omega_0 - v$ ,  $\omega_2 = \omega_0 + v$ ,  $\varphi_1 = \varphi_0 + vt_1$ ,  $\varphi_2 = \varphi_0 - vt_1$ .

Сигналы  $s_{10}(t)$ ,  $s_{11}(t)$ ,  $s_{12}(t)$  представляют собой прямоугольные высокочастотные импульсы с несущими частотами  $\omega_0$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ , и начальными фазами  $\varphi_0$ ,  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  соответственно.

Таким образом, задача определения реакции  $s_2(t)$  на сигнал (23) сводится к задаче определения реакции на прямоугольный высокочастотный импульс, рассмотренной выше. Используя результаты для  $\Pi$ -импульса, можно представить искомую реакцию в виде

$$s_2(t) = s_{2B}(t) + s_{2C}(t), \quad (25)$$



$$\text{где } s_{2B}(t) = 0,5s_{B0}(t) - 0,25s_{B1}(t) - 0,25s_{B2}(t),$$

$$s_{2C}(t) = 0,5s_{C0}(t) - 0,25s_{C1}(t) - 0,25s_{C2}(t)$$

$$s_{BK}(t) = H(0)\Pi(t - t_3) \exp(-x_K^2) \cos[\omega_K(t - t_3) + \varphi_K],$$

$$s_{CK}(t) =$$

$$0,5H(0) \sum_{n=1}^2 1(t - t_n) (-1)^{n+1} [U(x_K, y_{1n}) \cos \varphi_0 - V(x_K, y_{1n}) \sin \varphi_0] \exp(-y_{1n}^2)$$

$$x_K = \omega_K \sqrt{a}, \quad k = 0, 1, 2, \quad y_{1n} = -(t - t_n - t_3) / (2\sqrt{a}).$$

Выражение для  $s_{2C}(t)$  получено при  $\omega_0 t_K = 2\pi N_K$  где  $N_K$ -целое число.

Колебательная часть реакции  $s_{2B}(t)$  может быть представлена также и в виде импульса с огибающей  $A(t)$  и фазовой модуляцией по закону  $\varphi(t)$

$$s_{2B}(t) = A(t) \cos[\omega_0(t - t_3) + \varphi(t) + \varphi_0], \quad (26)$$

где  $A(t) = A_m A_0(t)$  - огибающая;

Величины  $A_m$  и  $A_0(t)$  определяются по формулам

$$A_m = 0,5H(0) \exp(-x_0^2) \sqrt{[chb + \exp(-av^2)]^2 - [1 - \exp(-2av^2)]sh^2b},$$

(27)

$$A_0(t) = \Pi(t - t_3) \sqrt{[chb - \exp(-av^2) \cos v\tau]^2 - [1 - \exp(-2av^2)]sh^2b} /$$

$$[1 + \exp(-av^2)]chb, \quad (28)$$

где  $b = 2a\omega_0 v$ ,  $\tau = t - t_1 - t_3$

Закон фазовой модуляции  $\varphi(t)$  имеет вид

$$\varphi(t) = \Pi(t - t_3) \arctg\{\exp(-av^2) sh(b) \sin v\tau / [1 - \exp(-av^2) ch(b) \cos v\tau] + k\pi\},$$

(29)

где  $k = -1, 0, 1$ .

При  $a = 0$ ,  $t_3 = 0$   $A(t)$  совпадает с огибающей входного сигнала  $s_1(t)$ , а

$$\varphi(t) = 0.$$

Фазовая модуляция по закону  $\varphi(t)$  приводит к изменению мгновенной частоты  $\omega(t)$  сигнала  $s_{2B}(t)$ . Изменение частоты  $\Delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_0$  может быть определено по формуле

$$\Delta\omega(t) = -\Pi(t - t_3) v \exp(-av^2) [\exp(-av^2) chb - \cos v\tau] sh(b) /$$

$$\{[chb - \exp(-av^2) \cos v\tau]^2 - [1 - \exp(-2av^2)]sh^2b\}. \quad (30)$$

Графики зависимости  $A_0(t_H)$ , где  $t_H = t/T_1$  при  $R = 2$  км,  $f_0 = f_B = 60$  кГц,  $t_1 = 0$ ,  $t_{3H} = 0,1$  для  $T_1 = 0,1$  мс и  $T_1 = 0,2$  мс приведены на рисунке 4а. На этом же рисунке изображена также огибающая  $A_H(t_H) = \Pi(t_H - 0,1)[1 - \cos v(t_H - 0,1)]$

входного сигнала. Графики зависимости  $T_1\Delta f(t_H)$ , где для тех же условий приведены на рисунке 4б.

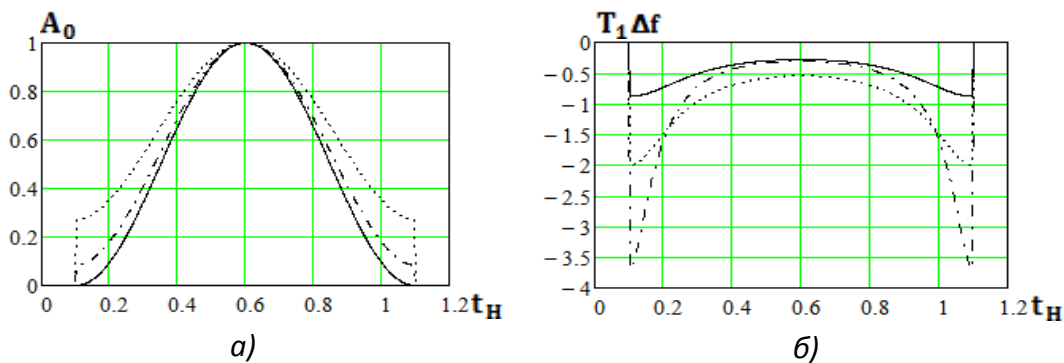


Рис.4. а) зависимость  $A_0(t_H)$ : —  $A_H(t_H)$ , ..... -  $A_0(t_H)$  при  $T_1 = 0,1$  мс, - - -  $A_0(t_H)$  при  $T_1 = 0,2$  мс ; б) зависимость величины  $T_1\Delta f(t_H)$ : — -  $\sin$ -импульс, ..... - при  $T_1 = 0,1$  мс, - - - при  $T_1 = 0,2$  мс.

Как видно из рисунка 4а, наибольшее отклонение  $A_0(t_H)$  от  $A_H(t_H)$  имеет место при  $t = t_1 + t_3$  и при  $t = t_1 + t_3 + T_1$ . Это отклонение равно

$$\max\Delta A = |1 - \exp(-av^2)chb|/[1 + \exp(-av^2)chb]. \tag{31}$$

При  $av^2 \ll 1$ :  $\max\Delta A \approx th^2 a\omega_0 v$ . Сравнивая данную оценку  $\max\Delta A$  с  $\max\Delta A$  для  $\sin$ -импульса, можно установить следующую связь между ними:

$$(\max\Delta A)_{\cos} \approx (\max\Delta A)_{\sin}^2$$

Так как всегда  $\max\Delta A < 1$ , то и  $(\max\Delta A)_{\cos} < (\max\Delta A)_{\sin}$ . Таким образом, искажения огибающей у  $\cos$ -импульса меньше чем у  $\sin$ -импульса.

Как следует из рисунка 4б, минимальное по модулю значение  $T_1\Delta f(t)$  будет при  $t = t_1 + t_3 + 0,5T_1$ :

$$\min|T_1\Delta f(t)| = \exp(-av^2)shb / [1 + \exp(-av^2)chb] \tag{32}$$

При  $av^2 \ll 1$ :  $\min|T_1\Delta f(t)| \approx th(a\omega_0 v) = \sqrt{\max\Delta A}$

Сравнивая полученную оценку  $\min|T_1\Delta f(t)|$  с аналогичной величиной для  $\sin$ -импульса, можно получить:  $\min|T_1\Delta f(t)|_{\cos} \approx 2\min|T_1\Delta f(t)|_{\sin}$ .

Таким образом, изменение мгновенной частоты у  $\cos$ -импульса больше чем у  $\sin$ -импульса.

С увеличением  $T_1$  величины  $\max\Delta A$  и  $\min|T_1\Delta f(t)|$  уменьшаются, а при увеличении  $R$  и  $f_0$  увеличиваются.

Графики зависимости  $s_{2c}(t)$ , рассчитанные для тех же условий что и  $A_0(t_H)$  при  $T_1 = 0,1$  мс, приведены на рисунке 5. На этом же рисунке приведены зависимости аperiodической части реакции при прохождении sin-импульса .

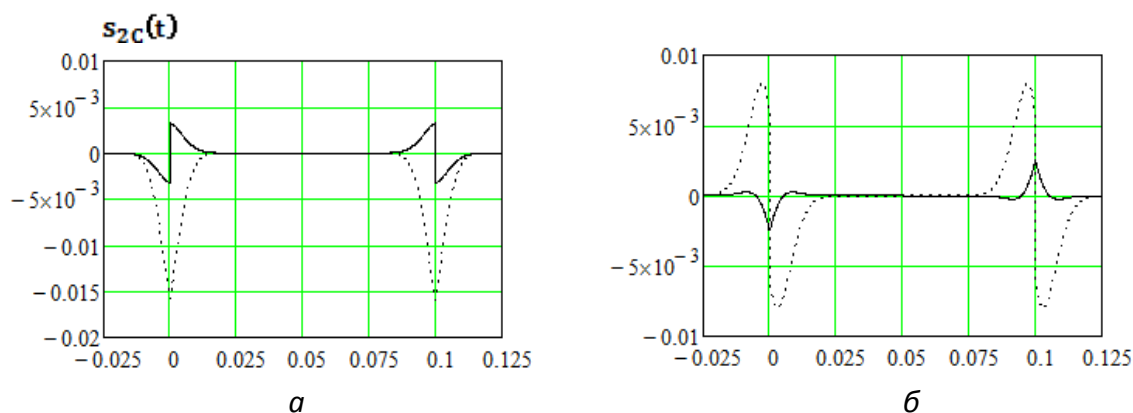


Рис.5. Зависимости  $s_{2c}(t)$ : а) - при  $\varphi_0 = 0$ , б) - при  $\varphi_0 = -\pi/2$ ; — cos-импульс, ---- sin -импульс

Как следует из приведенных графиков, амплитуда аperiodической части  $s_{2c}(t)$  реакции у cos-импульса значительно меньше чем у sin-импульса. Данное явление обусловлено более высокой скоростью убывания амплитудного спектра у cos-импульса. Кроме того, амплитуда составляющей  $s_{2c}(t)$  у cos- импульса также как и у sin-импульса уменьшается с ростом  $T_1$ .

## 6. Заключение

Получены аналитические выражения для реакций ГАКС при действии высокочастотных импульсов с наиболее распространенными огибающими. Проведен качественный и количественный анализ искажений выходного сигнала. Получены формулы для определения предельных амплитудных и частотных искажений sin-импульса и cos- импульса, по которым легко определить область допустимых значений дальности связи и параметров передаваемого сигнала.

## Список литературы

1. Денисов В.Е. Аппроксимация амплитудно-частотной характеристики гидроакустического канала связи по совокупности показателей качества.// 56-я Научно-техническая конференция МИРЭА: Сб. тр. – М.: МИРЭА, 2007.-Ч.2.Физико-математические науки.-с. 71-76.
2. Фаддеева В.Н., Терентьев Н.М. Таблицы значений интеграла вероятностей от комплексного аргумента. ГИТТЛ, 1954.