

УДК 534.286

О.С. Голод¹, к.т.н., доцент; **Ю.А. Гончар³**, директор;
А.И. Гончар², чл.-кор. НАН Украины, д.т.н., с.н.с., директор;
С.Г. Федосеев², ведущий инженер; **Л.И. Шлычек²**, ученый секретарь;

¹Национальный минерально-сырьевой университет, г. Санкт-Петербург (Российская Федерация)

²Научно-технический центр панорамных акустических систем НАН Украины, г. Запорожье (Украина)

³ ООО «Визит+», г. Санкт-Петербург (Российская Федерация)

АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СООТНОШЕНИЙ В ДОПЛЕРОВСКОМ ИЗМЕРИТЕЛЕ СКОРОСТЕЙ ПРИДОННЫХ ТЕЧЕНИЙ

В статье рассматривается теоретический подход к решению задачи по нахождению скорости придонных течений на разных глубинах. Произведен анализ результатов, полученных теоретическим путем.

**ПРИДОННЫЕ ТЕЧЕНИЯ, ДОПЛЕРОВСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ СКОРОСТЕЙ,
ДОННАЯ И ОБЪЕМНАЯ РЕВЕРБЕРАЦИЯ, ДОПЛЕРОВСКИЙ СДВИГ ЧАСТОТЫ**

Принцип действия доплеровских измерителей скорости придонных течений основан на вычислении разницы средних частот спектров сигналов объемной и донной реверберации [1-3]. Как известно [4], предельная точность измерений скорости обеспечивается при непрерывном излучении немодулированного гармонического сигнала. При этом вся энергия принятых сигналов преобразуется в энергию сигналов с доплеровским сдвигом частоты. Однако, такой режим излучения не позволяет производить разрешение по дальности (глубине) сигналов объемной реверберации.

Если измеритель скорости течения установлен на носителе, работающем на малом удалении от дна, то в разрешении по глубине нет необходимости, т.к. скорость течения слоя воды от носителя до дна может считаться постоянной. В этом случае более существенным является другой недостаток режима непрерывного излучения – необходимость отдельных приемных и излучающих антенн с хорошей развязкой между ними. Если использовать импульсный режим работы излучателя с высокой частотой следования импульсов (в два раза выше максимальной доплеровской частоты), то отпадает необходимость во второй антенне, а преимущества режима непрерывного излучения сохраняются [5].

Рассмотрим особенности расчета объемной реверберации для случая высокой частоты следования импульсов, исходя из общепринятого соотношения [6]:

$$I_0 = \frac{Pk_0\eta_0}{4\pi\beta c^2 t^2} e^{-2\beta ct} (1 - e^{-2\beta ct}), \quad (1)$$

где I_0 - средняя интенсивность объемной реверберации в момент времени;

P - мощность излученного акустического сигнала;

β - коэффициент пространственного затухания;

c - скорость звука в воде;

τ - длительность излученного импульса;

t - текущее время, отсчитываемое от конца посылки;

k_0 - коэффициент объемного рассеяния;

η_0 - коэффициент, связанный с характеристиками направленности акустической антенны соотношением:

$$\eta_0 = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \varphi_u(\alpha, \theta) \varphi_n^2(\alpha, \theta) \cos \theta d\theta d\alpha}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \varphi_u^2(\alpha, \theta) \cos \theta d\theta d\alpha}, \quad (2)$$

где $\varphi_u(\alpha, \theta)$ и $\varphi_n(\alpha, \theta)$ - нормированные характеристики направленности акустической антенны (излучателя и приемника, соответственно).

Выражения (1) и (2) справедливы в тех случаях, когда к моменту излучения очередного зондирующего импульса интенсивность реверберации от предшествующей посылки становится пренебрежимо малой. В реальных же условиях работы доплеровского измерителя скорости течений интенсивность объемной реверберации уменьшается не до нуля. Следовательно, будет происходить наложение реверберационных сигналов от нескольких предшествующих посылок, пренебрежение которыми может привести к существенным погрешностям. Рассмотрим подробнее эффект наложения объемной реверберации.

Поскольку морскую среду можно рассматривать как линейный канал, к которому применим принцип суперпозиции, для суммарной реверберации от ряда посылок можно записать:

$$I_{0\Sigma} = \frac{Pk_0\eta_0}{4\pi\beta c^2} (1 - e^{-2\beta c\tau}) \left[\frac{e^{-2\beta c\tau}}{t^2} + \frac{e^{-2\beta c(t+T_{n_1})}}{(t+T_{n_1})^2} + \dots + \frac{e^{-2\beta c(t+T_{n_n})}}{(t+T_{n_n})^2} \right] =$$

$$= \frac{Pk_0\eta_0}{4\pi\beta c^2} (1 - e^{-2\beta c\tau}) \sum_{i=1}^n \frac{e^{-2\beta c \left(t + \sum_{j=1}^{i=n} T_{n_j} \right)}}{\left(t + \sum_{j=1}^{i=n} T_{n_j} \right)^2}, \quad (3)$$

где t - текущее время, отсчитываемое от конца последней посылки;

i - номер предшествующей посылки, отсчитываемой от последней;

T_{n_j} - интервал времени между j -й и $(j+1)$ -й посылками;

n - максимальный номер предшествующей посылки, интенсивность реверберации от которой в момент t еще находится в пределах заданного диапазона изменения интенсивности, которую еще целесообразно учитывать, т.е. это число, при котором выполняются условия:

$$\left. \begin{aligned} t + \sum_{j=1}^n T_{n_j} &\leq t_k \\ t + \sum_{j=1}^{n+1} T_{n_j} &> t_k \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

где t_k - время, за которое интенсивность реверберации уменьшается в заданное число раз относительно своего максимального значения.

Величину t_k можно определить следующим образом. Пусть N - заданный диапазон изменения интенсивности реверберации, т.е.:

$$N = \frac{I_0(t_h)}{I_0(t_k)}, \quad (5)$$

где t_h - время, соответствующее максимальной интенсивности реверберации.

Раскрыв в (5) значения $I_0(t)$, получим:

$$N = \frac{t_k^2}{t_h^2} e^{2\beta c(t_k - t_h)}. \quad (6)$$

После логарифмирования имеем:

$$2 \ln \frac{t_k}{t_h} + 2\beta c(t_k - t_h) = \ln N. \quad (7)$$

Уравнение (7) является трансцендентным уравнением относительно t_k , поэтому его решение находится одним из численных методов, например, методом Ньютона.

Чтобы найти время t_k , необходимо применить итерационную формулу:

$$t_k^{i+1} = t_k^i - \frac{f(t_k^i)}{f'(t_k^i)}, \quad (i = 0, 1, 2, \dots). \quad (8)$$

Из выражения (3) видно, что минимальный уровень, до которого спадает интенсивность реверберации к моменту посылки очередного зондирующего импульса, равен:

$$I_{0 \min} = K \sum_{i=1}^n \frac{e^{-2\beta c \sum_{j=1}^i T_{n_j}}}{\left(\sum_{j=1}^i T_{n_j} \right)^2}, \quad (9)$$

где

$$K = \frac{Pk_0\eta_0}{4\pi\beta c^2} (1 - e^{-2\beta c\tau}).$$

При $T_{n_j} = T_n = const$,

$$I_{0\min} = K \sum_{i=1}^n \frac{e^{-2\beta c iT_n}}{(iT_n)^2}, \quad (10)$$

где

$$n = \left[\frac{t_\kappa}{T_n} \right],$$

(квадратные скобки означают целую часть числа t_κ/T_n).

Определим теперь диапазон изменения интенсивности реверберации при высокой частоте посылок, т.е. найдем:

$$I_{0\sim} = I_{0\Sigma} - I_{0\min}. \quad (11)$$

Подставим (3) и (9) в (11):

$$I_{0\sim} = K \left[\sum_{i=1}^n \frac{e^{-2\beta c \left(t + \sum_{j=1}^{i-1} T_{n_j} \right)}}{\left(t + \sum_{j=1}^{i-1} T_{n_j} \right)^2} - \sum_{i=1}^n \frac{e^{-2\beta c \left(t + \sum_{j=1}^i T_{n_j} \right)}}{\left(t + \sum_{j=1}^i T_{n_j} \right)^2} \right]. \quad (12)$$

При $t = t_n$:

$$\sum_{i=1}^n \frac{e^{-2\beta c \left(t_n + \sum_{j=1}^{i-1} T_{n_j} \right)}}{\left(t_n + \sum_{j=1}^{i-1} T_{n_j} \right)^2} = \frac{e^{-2\beta c t_n}}{t_n^2} + \sum_{i=1}^n \frac{e^{-2\beta c \left(t_n + \sum_{j=1}^i T_{n_j} \right)}}{\left(t_n + \sum_{j=1}^i T_{n_j} \right)^2}. \quad (13)$$

Учитывая, что $t_n \ll \sum_{j=1}^i T_{n_j}$, величиной t_n во втором слагаемом можно пренебречь

вследствие малости. Тогда

$$I_{0-}|_{t=t_n} \cong K \cdot \frac{e^{-2\beta ct_n}}{t_n^2}. \quad (14)$$

В момент времени, непосредственно предшествующий очередной посылке, т.е. при $t = T_n$:

$$\sum_{i=1}^n \frac{e^{-2\beta c \left(T_n + \sum_{j=1}^{i-1} T_{n_j} \right)}}{\left(T_n + \sum_{j=1}^{i-1} T_{n_j} \right)^2} = \sum_{i=1}^n \frac{e^{-2\beta c \sum_{j=1}^i T_{n_j}}}{\left(T_{n_j} + \sum_{j=1}^i T_{n_j} \right)^2}, \quad (15)$$

т.к. T_n в данном случае по физическому смыслу равно T_{n_1} .

Следовательно,

$$I_{0-}|_{t=T_n} = 0. \quad (16)$$

Таким образом, I_{0-} при высокой частоте посылок изменяется за промежуток времени $t_n \div T_n$ на ту же величину, что и I_0 при одиночной посылке за промежуток времени $t_n \div t_k$.

Вышесказанное иллюстрируется на рис. 1 на примере гипотетической зависимости $I_0(t)$.

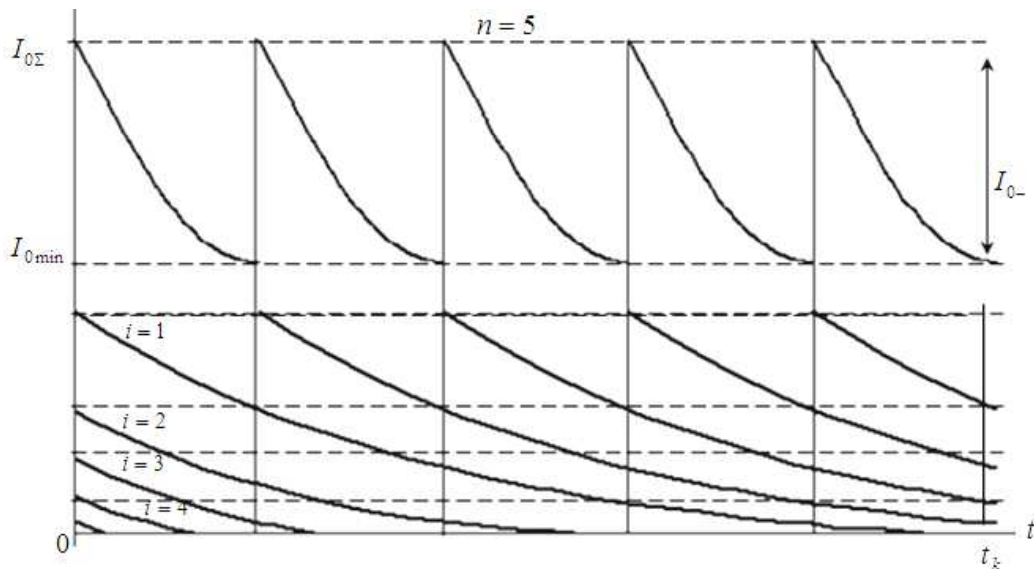


Рис. 1 - Гипотетическая зависимость $I_0(t)$

Для упрощения t_n принято равным нулю. В действительности зависимость $I_0 = \psi(t)$ имеет значительно большую нелинейность, чем гипотетическая, поэтому практически эффект наложения проявляется менее наглядно.

Аналогичным образом учитывается и наложение сигналов донной реверберации. При расчете интенсивности одиночных сигналов как объемной, так и донной реверберации, необходимо учитывать изменения во времени коэффициентов η (1), (2), связанных с формой диаграммы направленности антенн. Поскольку характеристики направленности антенн на прием и на излучение одинаковы, т.е. $\varphi_u(\alpha, \theta) = \varphi_n(\alpha, \theta) = \varphi$, то формулу (2) представим как:

$$\eta_0 = \frac{\int_{S_1} \varphi^4 dS}{\int_S \varphi^2 dS}, \quad (16)$$

где S_1 - поверхность озвученной сферы в морской воде;

S - общая поверхность сечения диаграммы направленности приемо-излучающей антенны.

Аналогично запишем:

$$\eta_o = \frac{\int_{l_o} \varphi^4 dl_o}{\int_S \varphi^2 dS}, \quad (17)$$

где l_o - длина границы пересечения озвученной поверхности с границей вода - дно.

Поверхность, возбужденная акустическим импульсом, представляется в виде сферического эллипса с осями, равными $\Delta\alpha_0$ и $\Delta\theta_0$:

$$\frac{\alpha^2}{(\Delta\alpha_0)^2} + \frac{\theta^2}{(\Delta\theta_0)^2} = 1, \quad (18)$$

где $\Delta\alpha_0$ - полуширина диаграммы направленности в вертикальной плоскости;

$\Delta\theta_0$ - полуширина диаграммы направленности антенны в горизонтальной плоскости;

α, θ - текущие значения угла, отсчитываемого от оси диаграммы направленности в вертикальной и горизонтальной плоскостях соответственно.

Разобьем поверхность S на элементарные участки ΔS , ограниченные эллипсами постоянных значений φ_i и φ_{i+1} , при этом значение Φ на данном участке определяется как среднеарифметическое значение. Для упрощения вычислений η_0 и η_o заменим сферическую поверхность плоской, т.е. эллипс с осями $\Delta\alpha_0$ и $\Delta\theta_0$ будем считать не сферическим, а плоским, при этом погрешность замены составляет величину порядка десятых долей процентов.

Граница раздела грунт - вода отсекает от поверхности эллипса сегмент, при этом угол в вертикальной плоскости α соответствует определенному эллипсу постоянного уровня. Основанием сегмента является линия раздела, т.е.

$$l_{\theta} = 2\Delta\theta_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\alpha}{\alpha_0}\right)^2}. \quad (19)$$

Площадь отсекаемого сегмента определяется соотношением:

$$S_{inc} = \int_{\alpha}^{\Delta\alpha_0} 2\theta d\alpha = \Delta\alpha_0 \Delta\theta_0 \arccos \frac{\alpha}{\alpha_0} - \alpha\theta. \quad (20)$$

Для расчета зависимостей $\eta_0 = f(\alpha)$ и $\eta_{\theta} = f_1(\alpha)$ процесс интегрирования в (16) и (17) заменим процессом суммирования, разбивая нормированную диаграмму направленности антенны на 10 уровней. На рис. 2 изображено сечение нормированной диаграммы направленности плоскостью, перпендикулярной оси диаграммы, иллюстрирующее определение значений S , φ^2 , φ^4 , l , входящих в формулы.

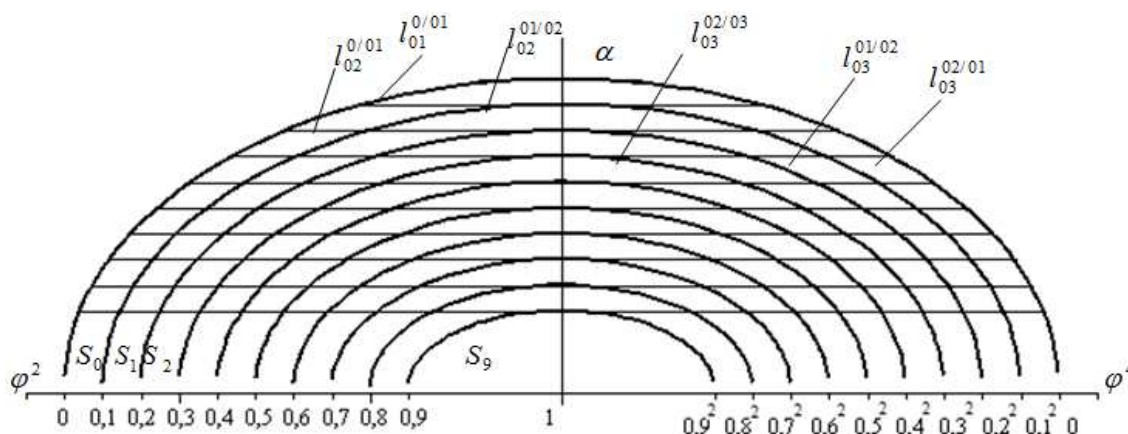


Рис. 2 – Сечение нормированной диаграммы направленности плоскостью, иллюстрирующее определение значений S , φ^2 , φ^4 , l

После вычисления дискретных значений η_0 и η_{θ} целесообразно выполнить аппроксимацию $\eta_0 = f(\alpha)$ и $\eta_{\theta} = f_1(\alpha)$ элементарными функциями. Поскольку практический интерес представляет зависимость интенсивности реверберации в функции времени t , а не угла α , то используем геометрическую зависимость и выполним переход от α_{θ} к t :

$$\alpha_{\theta} = \arcsin \frac{H_{\theta}}{ct} - \gamma,$$

где H_{θ} - расстояние от акустической антенны до дна моря.

В качестве примера на рис. 3 приведен результат расчета нормированных интенсивностей объемной и донной реверберации для случая $k_{\theta} = 10^{-8}$, $k_{\theta} = 10^{-1}$, $H_{\theta} = 100$ м, $\gamma = 60^{\circ}$.

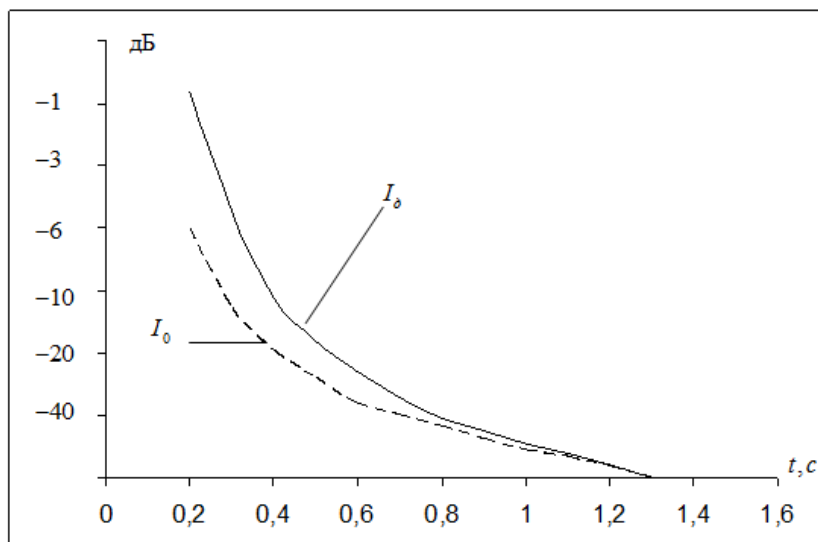


Рис. 3 - Нормованная интенсивность объемной и донной реверберации:
 I_{δ} - донная реверберация; I_0 - объемная реверберации

Кривые иллюстрируют более быстрый спад интенсивностей донной реверберации по сравнению с объемной.

Выводы

Рассмотренная методика позволяет избежать повторения громоздких вычислений η_0 и η_{δ} для различных глубин H , дифферентов и т.д. и обойтись однократным вычислением зависимостей $\eta_0(\alpha)$ и $\eta_{\delta}(\alpha)$ для выбранной антенны.

В рассмотренной в статье гипотетической зависимости $I_0(t)$, для упрощения t_n было принято равным 0, но в действительности зависимость $I_0 = \psi(t)$ имеет значительно большую нелинейность, чем гипотетическая, поэтому практически эффект наложения проявляется менее наглядно.

Полученные результаты особенно актуальны при разработке доплеровских измерителей придонных течений.

Литература

1. А. с. 2095338 СССР. Доплеровская навигационная система / Голод О.С., Сизов В.В., Исаев Ш.И. (СССР). №484782; заявл. 28.02.1975 ; опубл. 23.05.1975.
2. А. с. 1922035 СССР. Способ измерения составляющих скорости течений / Голод О.С., Сизов В.В. (СССР). №538597; заявл. 13.08.1976 ; опубл. 07.01.1975.
3. А. с. №2721115 GoIP5/00. Bordsystem sur Messuny der Strömungsgeschwindigkeit einer Flüssigkeit Offenlegungsschrift / Prinz E., Hauser G., Leiser G.
4. Бреховских Л.М. Акустика океана. / Бреховских Л.М. – М.: Наука, 1974. – 480 с.
5. Голод О.С. Измерение течений в акваториях с небольшими глубинами / О.С.Голод, А.И.Гончар, Ю.А.Гончар, Л.И.Шлычек // Гидроакустический журнал. – 2010. – № 7. – С. 50-57.

6. Теоретические основы создания панорамных гидроакустических систем : [монография] / А.И. Гончар, О.С. Голод, Ю.А. Клочан, Л.И. Шлычек. - Запорожье: НТЦ ПАС НАН Украины, 1999. – 294 с.

Стаття надійшла до редакції 09 лютого 2011 р. російською мовою

© О.С. Голод, А.І. Гончар, Ю.А. Гончар, С.Г. Федосєнков, Л.І. Шличек
АНАЛІЗ ЕНЕРГЕТИЧНИХ СПІВВІДНОШЕНЬ В

ДОПЛЕРІВСЬКОМУ ВИМІРЮВАЧІ ШВИДКОСТЕЙ ПРИДОННИХ ТЕЧІЙ

В статті розглядається теоретичний підхід до розв'язання задачі зі знаходження швидкості придонних течій на різних глибинах. Проведено аналіз результатів, отриманих теоретичним шляхом.

© Oleg S. Golod, Anatoliy I. Gonchar, Yuriy A. Gonchar,
Sergey G. Fedoseyenko, Lubov I. Shlychek

ANALYSIS OF ENERGY RATIOS IN THE DOPPLER MEASURED
VELOCITIES OF THE NEAR-BOTTOM CURRENTS

In article the theoretical approach to the problem decision on a finding of speed of benthonic currents on different depths is considered. The analysis of the results received by a theoretical way is made.