$d=(1/8+n/2)\lambda$. При приближении облучателя на расстояние $d<\lambda/4$ $R_s$ резко уменьшается. Факт снижения $R_s$ излучателей, расположенных в вершине конуса, отмечен также в работе [1].

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что влияние конического рефлектора на облучатель по характеру аналогично влиянию плоской отражающей границы [4], однако превышает его по силе в несколько раз. По характеристике направленности на низких частотах коническая антенна эквивалентна плоскому поршню и может быть применена для формирования характеристик направленности излучателей малых волновых размеров при $D/\lambda\geqslant 1{,}5-2$. На более низких частотах применение конической антенны с акустически мягким зеркалом становится нецелесообразным из-за малого коэффициента концентрации и значительного снижения $R_s$ антенны, обусловленного реакцией конического рефлектора.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *Baird D. L., McKinney C. M.* Investigation of the Line-and-Cone Underwater Sound Transducer.— Journ. Acoust. Soc. Amer., 1962, v. 34, № 10, p. 1576.
2. *Орлов Л. В., Шабров А. А.* Расчет и проектирование антенн гидроакустических рыбопоисковых станций. М.: Пищевая промышленность, 1974.
3. *Таранов Э. С., Тюрин А. М., Сташкевич А. П.* Гидроакустические измерения в океанологии. Л.: Гидрометеоиздат, 1972.
4. *Тюлин В. Н.* Введение в теорию излучения и рассеяния звука. М.: Наука, 1976.



Киевский политехнический институт им. 50-летия Великой Октябрьской социалистической революции



Поступила в редакцию 19.IX.1979
После исправления 26.VI.1980


---


УДК 534.222


# К ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ ВИДЕОИМПУЛЬСОВ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ


*Гурбатов С. Н., Пелиновский Е. Н., Саичев А. И.*


Для океана характерно наличие резко выраженных слоев, в которых происходит увеличение флуктуаций скорости звука и уровня турбулентных пульсаций скорости [1]. При теоретическом исследовании отраженного от таких слоев сигнала вполне применимым является первое приближение метода возмущений – приближение однократного рассеяния, в рамках которого было подробно исследовано поведение квазимонохроматических сигналов [2]. Применение этого метода для исследования рассеяния видеосигналов имеет особенности, связанные с широкополосностью спектра падающей волны. Здесь мы рассмотрим рассеяние видеоимпульсных сигналов (получаемых, например, при взрывах в воде [3]) на флуктуациях параметров турбулентных слоев океана.

Для описания процесса используем уравнение для волнового давления $p(\mathbf{r}, t)$:

$$\Delta p-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}=\frac{2\mathbf{u}}{c^2}\nabla\frac{\partial p}{\partial t}, \tag{1}$$

где $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ – турбулентные пульсации скорости, $c=c(\mathbf{r})$ – скорость звука, флуктуации которой обусловлены в основном флуктуациями температуры. Для океана скорость звука мало отличается от среднего значения и можно считать, что $c(\mathbf{r})=c[1+\beta(\mathbf{r})]$, где $\beta\ll 1$. Пусть на слой падает волна $p_0(\mathbf{r}, t)$. Считая, что рассеяние мало, представим давление в виде $p(\mathbf{r}, t)=p_0(\mathbf{r}, t)+p_1(\mathbf{r}, t)$, где $p_1$ – рассеянное поле и $p_1\ll p_0$. Будем рассматривать рассеяние сферической волны

$$p_0(\mathbf{r}, t)=Af(ct-R)/R;\quad R=\sqrt{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)^2} \tag{2}$$

и считать, что приемник излучения находится в той же точке $\mathbf{r}_0$, что и излучатель. Обычно характерные размеры импульса много меньше расстояния от рассеивающего слоя. В этом случае для поля $p_1(\mathbf{r}, t)$ имеем

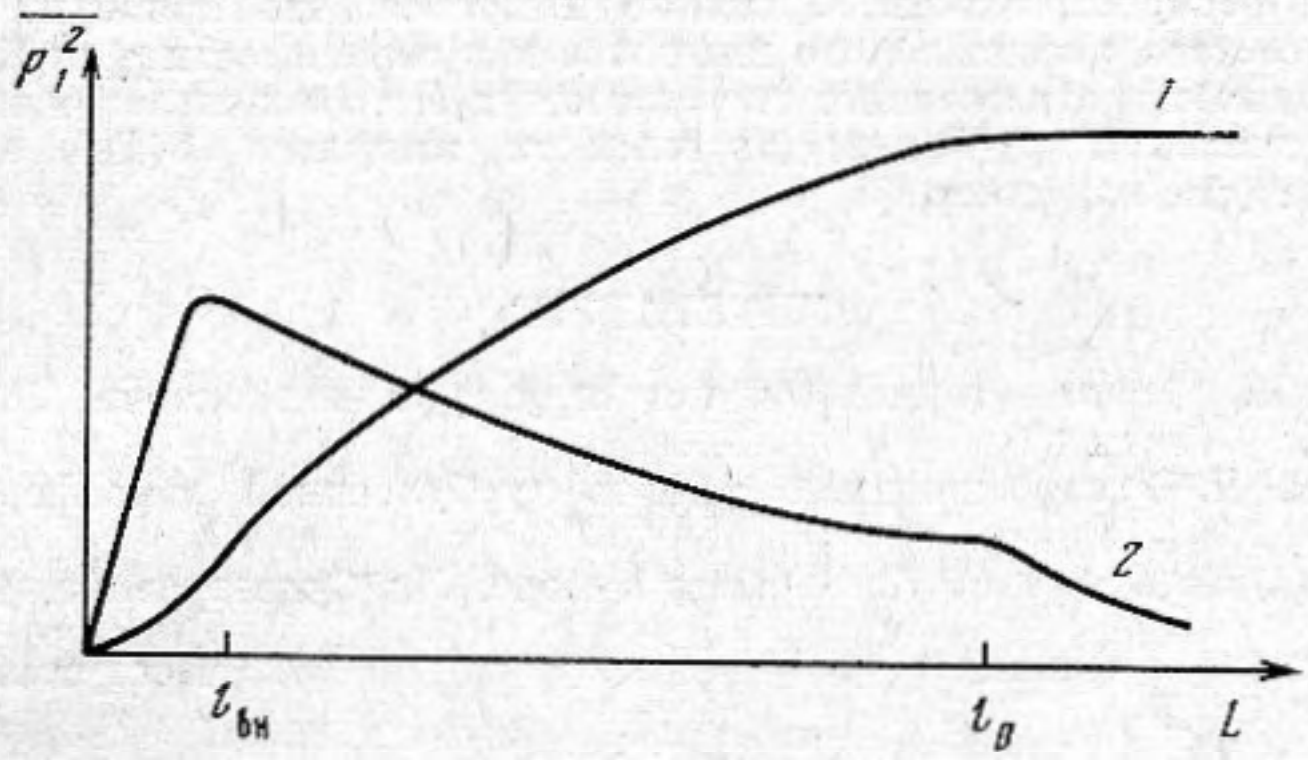
$$p_1(\mathbf{r}, t)=\frac{A}{2\pi}\int\limits_V\frac{\partial^2 f(ct-2R)/\partial R^2}{R^2}\left[\frac{\mathbf{u}(\mathbf{r})\mathbf{n}(\mathbf{r})}{c}+\beta(\mathbf{r})\right]d^3\mathbf{r}, \tag{3}$$

где $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ — нормаль к фронту сферической волны. Для исследования энергетических характеристик рассеянного поля необходимо знать корреляционные функции $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ и $\beta(\mathbf{r})$. Будем считать, что $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ и $\beta(\mathbf{r})$ — локально изотропные поля, а $\mathbf{u}$ — поле скоростей несжимаемой жидкости. Тогда $\mathbf{u}$ и $\beta$ взаимно некоррелированы [2], и, следовательно, рассеяние на флуктуациях этих параметров происходит независимо.

В случае, когда глубина залегания слоя $H$ и поперечный масштаб рассеивающей области много больше характерного размера (внешнего масштаба) турбулентности $l_0$, можно пренебречь изменением направления нормали $\mathbf{n}$ на длине корреляции $l_0$ и не учитывать краевые эффекты. Для средней интенсивности рассеянной волны при этом можно получить из (3) следующее выражение:

$$\overline{p_1^2(\mathbf{r}, t)} = (A^2/R_0^2) S(t) \gamma / 2\pi R_0^2; \quad R_0 = ct/2, \tag{4}$$

где $A^2/R_0^2$ равно интенсивности падающей волны в точке рассеяния, $S$ — площадь пересечения сферы радиуса $R_0$ с рассеивающим слоем, $\gamma$ — безразмерный коэффициент, характеризующий интенсивность рассеяния:




Зависимость интенсивности рассеяния от длительности импульса: *1* — при неизменной амплитуде, *2* — при неизменной энергии

$$\gamma = 2^{-5} \int_0^\infty \varkappa^2 C_f^2(\varkappa/2) E_\beta(\varkappa)\, d\varkappa. \tag{5}$$

Здесь $E_\beta(\varkappa)$ — энергетический спектр флуктуаций $\beta(\mathbf{r})$, $C_f(\omega)$ — спектр падающего импульса:

$$\overline{\beta^2} = \int_0^\infty E_\beta(\varkappa)\, d\varkappa, \tag{6}$$

$$C_f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) \exp(-i\omega\xi)\, d\xi. \tag{7}$$

Таким образом, как и для гармонического сигнала [2], рассеяние в обратном направлении на пульсациях скорости несжимаемой жидкости практически не происходит, и в обратном направлении основной вклад в рассеяние дают флуктуации скорости распространения волны, причем рассеяние пространственной гармоники импульса $\varkappa$ происходит на удвоенной гармонике спектра флуктуаций неоднородности, удовлетворяющей условию брэгговского отражения. Рассеяние на турбулентных пульсациях скорости в этом случае имеет следующий порядок малости по параметру $l_0/R_0$.

Из формул (4)—(7) видно, что эволюция во времени интенсивности отраженного сигнала определяется глубиной залегания слоя $H$ и его толщиной $d$. Максимальная интенсивность отраженного сигнала соответствует точке касания падающей волны нижней границы рассеивающего слоя и равна

$$\overline{p_{1\,\max}^2} = A^2 d\gamma / (H + d)^3. \tag{8}$$

Для оценок интенсивности отраженного сигнала необходимо конкретизировать форму импульса и характеристики неоднородностей среды. Рассмотрим случай, когда импульс имеет экспоненциальную форму, а спектр флуктуаций скорости распространения, связанный с температурными флуктуациями, имеет колмогоровский спектр

$$f(z) = \exp(-z/L), \quad E_\beta(\varkappa) = C_\beta \varkappa^{-5/3}, \quad l_{вн}^{-1} \ll \varkappa \ll l_0^{-1} \tag{9}$$

с внешним масштабом турбулентности $l_0$ и с внутренним масштабом $l_{вн} \sim l_0/\mathrm{Re}^{3/4}$, где Re — число Рейнольдса турбулентности. Зависимость интенсивности рассеяния от длины импульса $L$, рассчитанная по формулам (5)—(9), приведена на фигуре.

Следует отметить, что при неизменной энергии импульса интенсивность рассеяния максимальна, когда длительность импульса $L$ сравнима с внутренним масштабом турбулентности $l_{вн}$.

Проведенное рассмотрение может быть обобщено на случай, когда зондирование слоев ведется взрывными источниками не слишком большой мощности и необходимо учитывать нелинейные эффекты только при распространении падающей волны $p_0$. В этом случае для интенсивности рассеянной волны $\overline{p_1^2}$ по-прежнему имеем выражение (4), но необходимо заменить $A^2/R_0^2$ на интенсивность волны от взрывного источника в точке рассеяния, $p_b^2(R_0)$ и учесть изменение длительности импульса $L(R_0)$ по мере распространения взрывного импульса, что приводит к изменению спектрального состава рассеиваемого импульса и к зависимости $\gamma$ от $R_0$. Для оценок средней интенсивности отраженного сигнала могут быть использованы эмпирические формулы для давления $p_b(R_0)$ и длительности импульса $L(R_0)$ от расстояния до места взрыва (см., например, [3]).

## ЛИТЕРАТУРА


1. *Федоров К. Н.* Тонкая термохалинная структура вод океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1975.
2. *Татарский В. И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967.
3. *Лаврентьев Э. В., Кузян О. И.* Взрывы в море. Л.: Судостроение, 1977.



Институт прикладной физики
Академии наук СССР



Поступила в редакцию
25.III.1980


---


УДК 621.37/39 : 534


# НАПРАВЛЕННОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ВЕЕРНОГО ВСТРЕЧНО-ШТЫРЕВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН


***Карро-Эст А. Б., Поляков В. В., Рождественский А. Н.***


Работа посвящена исследованию поля излучения веерного встречно-штыревого преобразователя (ВШП) поверхностных акустических волн (ПАВ), применяемого в устройствах частотной и временной селекции [1].

Конфигурация веерного ВШП, состоящего из $N$-пар электродов, расположенных на поверхности подложки из пьезоэлектрического материала, показана на фиг. 1. На фигуре $Q_n$ — угол наклона $n$-го электрода, $W$ — апертура преобразователя, $L_1$, $L_2$ — максимальный и минимальный размеры ВШП в направлении оси $x$, $e(t)$ — внешнее гармоническое напряжение. Волновой процесс, возбужденный точечными ПАВ-источниками, расположенными на системе поверхностных электродов ВШП в сечении $dy$, может быть представлен в виде суперпозиции плоских волн

$$\dot{U}(y) = \sum_{n=-N}^{N} (-1)^n U_n e^{-j2\pi f \frac{x_n - y \operatorname{tg} Q_n}{V}}. \tag{1}$$

Здесь $U_n$ — амплитуда ПАВ-источника; $f$ — частота внешнего гармонического напряжения; $(x_n - y \operatorname{tg} Q_n)$ — абсцисса ПАВ-источника, $V$ — скорость распространения ПАВ. В выражении (1) учтен тот факт, что соседние электроды ВШП имеют электрические потенциалы противоположной полярности. Выражение (1) позволяет произвести оценку некоторых параметров направленности веерного ВШП, а именно ширину акустического луча по первым нулям $B$ и ординату главного максимума излучения $Y$.

Пусть веерный ВШП характеризуется равномерным шагом электродов вдоль направления $x$, линейным законом изменения наклона электродов и равномерной плотностью амплитуды механических смещений в точечных ПАВ-источниках $x_n = n\frac{\lambda_0}{2}$, $n=0, 1, 2 \ldots N$, а $\lambda_0/2$ — пространственный шаг электродов в сечении $y=0$;

$$\operatorname{tg} Q_n = k x_n, \quad \text{где} \quad k = \frac{L_1 - L_2}{\lambda_0 N W}; \tag{2}$$

$$U_n = U_0.$$