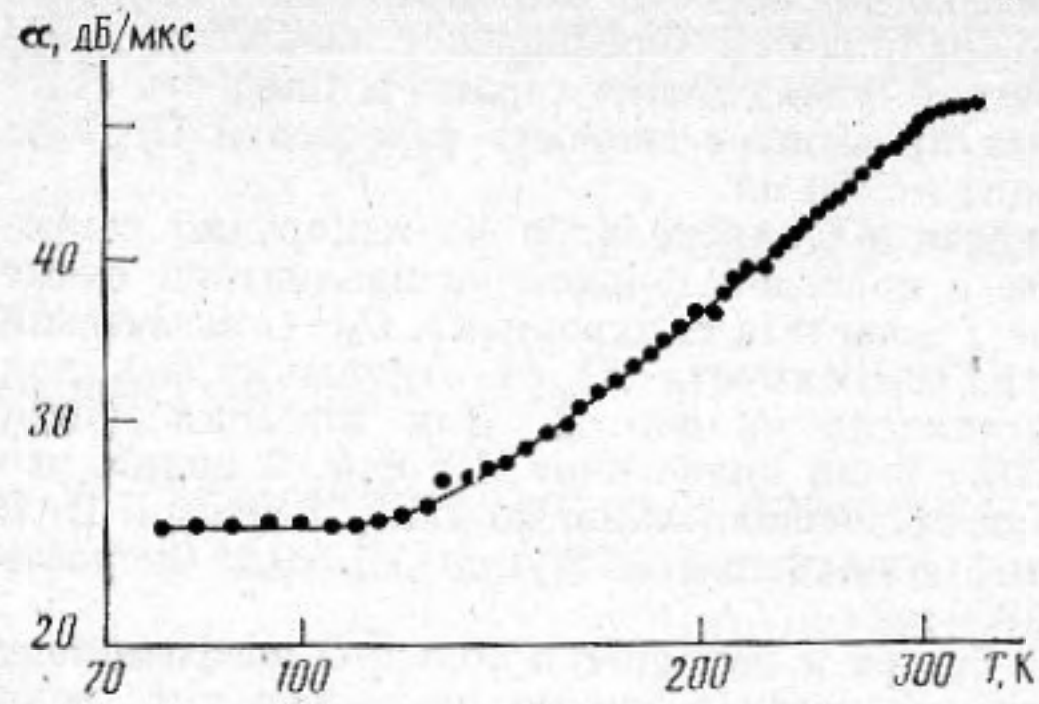
При измерениях использовалась эхо-импульсная методика, описанная в [4]. Полный цикл получения температурной зависимости повторялся 4 раза. Абсолютные значения затухания находились в каждом из четырех экспериментов только при температуре 78 К как среднее значение из трех отношений мощностей соседних эхо-импульсов. Таким образом, при 78 К было получено 12 значений отдельных измерений, усреднение которых дало 25 дБ/мкс при среднеквадратичной ошибке среднего арифметического 1,1 дБ/мкс. На фигуре показана зависимость измеренного затухания от температуры. Из нее следует, что при комнатной температуре искомое затухание равно 49 дБ/мкс при среднеквадратичной ошибке среднего арифметического 1,1 дБ/мкс. Приведение полученного результата к 1 ГГц, основанное на квадратичной зависимости от частоты, дало величину 0,59±0,013 дБ/мкс·ГГц$^2$.




Температурная зависимость акустического затухания в $X$ – срезе ниобата лития на частоте 9,1 ГГц

Полученное в настоящей работе значение затухания совпало в пределах ошибок измерений с результатом, приведенным в [3], отличаясь от результатов [1 и 2] соответственно в 4, 5 и 6 раз.

Авторы благодарят Б. М. Гурьева за изготовление тонкопленочных преобразователей из окиси цинка.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Spencer E. G., Lenro P. V.* Temperature dependence of microwave elastic losses in $LiN6O_3$ and $LiTaO_3$ // J. Appl. Phys. 1967, V. 38. № 1. P. 423–424.
2. *Утида, Ниидзека.* Материалы и методы акустооптического отклонения // ТИИЭР. 1973. Т. 61. № 8. С. 21–43.
3. *Bajak J. L., Mc. Nab.* Attenuation of acoustic waves in Lithium Niobate // J. Acoust. Cos. Amer. 1981. V. 69. № 3. P. 689–695.
4. *Григорьев М. А., Зюрюкин Ю. А., Наянов В. И., Полотнягин В. А., Шевчик В. Н.* Экспериментальное исследование температурной зависимости затухания гиперзвуковых волн в рубине и ниобате лития в трехсантиметровом диапазоне радиоволн // Изв. АН СССР. Сер. Физическая. 1971. Т. 35. № 5. С. 948–951.

Саратовский государственный
университет им. Н. Г. Чернышевского

Поступило в редакцию
26.I.1987

---

УДК 534.231.1

## О ПРИМЕНЕНИИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ДИСПЕРГИРУЮЩИХ И НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕД

***Бутковский О. Я., Гиндлер И. В., Кравцов Ю. А.***

Как правило, акустические исследования проводятся с использованием узкополосных сигналов, полоса частот которых $\Delta\omega$ мала по сравнению с несущей частотой $\omega_0$ и с полосой прозрачности среды распространения (в этой полосе преобразование Фурье $G_\omega(\mathbf{r})$ от функции Грина среды $G(\mathbf{r}, t)$ существенно отличается от нуля).

Между тем использование достаточно широкополосных сигналов, в том числе сигналов, согласованных со средой распространения, может существенно расширить возможности акустических исследований. Укажем некоторые имеющиеся здесь перспективы.

Рассмотрим поле излучения широкополосного источника в линейной диспергирующей среде. Звуковое давление, удовлетворяющее волновому уравнению и определенным граничным условиям, записываем в виде

$$p(\mathbf{r}, t) = \int S(\omega) G_\omega(\mathbf{r}) e^{i\omega t}\, d\omega, \qquad (1)$$

где $S(\omega)$ – спектр излученного сигнала $s(t)$. Выясним, для каких сигналов интенсивность $I = |p(\mathbf{r}, t)|^2$ максимальна для заданного канала распространения, т. е. какие сигналы в некоторой пространственно-временной точке $(\mathbf{r}_f, t_f)$ обладают максимальной мощностью. Для нахождения оптимальных в указанном смысле сигналов

воспользуемся неравенством Буняковского Шварца.

$$I=\left|\int S(\omega)G_\omega(\mathbf{r}_f)e^{i\omega t_f}\,d\omega\right|^2\leqslant\int|S(\omega)|^2\,d\omega\int|G_\omega(\mathbf{r}_f)|^2\,d\omega. \qquad (2)$$

Равенство в (2) достигается при

$$S(\omega)=A_0G_\omega^*(\mathbf{r}_f)\,e^{-i\omega t_f}, \qquad (3)$$

т. е. при согласовании сигнала со средой в смысле, используемом в задачах радио и гидролокации (здесь $A_0$ – константа, характеризующая величину возбуждения, которая далее полагается равной единице). Таким образом, спектр излучаемого сигнала должен зависеть от $\mathbf{r}_f$ как от параметра. К сожалению, авторам неизвестна такая постановка задачи для трехмерных акустических импульсных волновых полей.

Давление звука в точке фокусировки $\mathbf{r}_f$ при использовании оптимального сигнала будет меняться по закону

$$p(\mathbf{r}_f,t)=\int|G_\omega(\mathbf{r}_f)|^2e^{i\omega(t-t_f)}\,d\omega\equiv \qquad (4)$$

$$\equiv\int|S(\omega,\mathbf{r}_f)|^2e^{i\omega(t-t_f)}\,d\omega=R_s(t-t_f,\mathbf{r}_f)\equiv R_G(t-t_f,\mathbf{r}_f),$$

$R_s$ и $R_G$ – автокорреляционные функции передаваемого оптимального сигнала и функции Грина диспергирующей среды. Для сред с достаточно широким окном прозрачности $\Omega$ импульс давления в точке фокусировки будет иметь длительность $\simeq\Omega^{-1}$ и пространственную протяженность $\simeq c\Omega^{-1}$, где $c$ – характерная скорость звука в среде.

Нетрудно определить класс сред, для которых существуют оптимальные сигналы. Для свободного пространства с $G(\mathbf{r},\ t)=\delta(t-|\mathbf{r}|/c)/4\pi|\mathbf{r}|$ имеем $R_G(t-t_f,\ \mathbf{r}_f)=\delta(t-t_f)/(4\pi|\mathbf{r}_f|)^2$, что эквивалентно генерации сигнала с равномерной спектральной плотностью мощности во всей полосе частот. Такой сигнал физически нереализуем, так что для свободного пространства без дисперсии оптимальные (в рассматриваемом здесь смысле) сигналы отсутствуют. Как следует из (4), физически реализуемыми являются сигналы для сред с конечным окном прозрачности $\Omega$. Однако такие среды, как следует из дисперсионных соотношений [1], обязательно диспергирующие.

Согласно (3),

$$G(\mathbf{r}_f,t)=\int S^*(\omega,\mathbf{r}_f)\,e^{i\omega(t-t_f)}\,d\omega=\int S(\omega,\mathbf{r}_f)\,e^{i\omega(t_f-t)}=s(t_f-t), \qquad (5)$$

или $s(t)=G(\mathbf{r}_f,\ t_f-t)$, т. е. сигнал, формируемый для фокусировки в точку $(\mathbf{r}_f,\ t_f)$, должен представлять собой функцию Грина среды, обращенную во времени относительно $t_f$. Иными словами, та часть сигнала, которая приходит в точку $\mathbf{r}_f$ раньше других, должна излучаться позже других. Этим обеспечивается синфазное сложение спектральных компонент сигнала в точке фокусировки.

Из сказанного следует, что с помощью маломощных источников можно создавать значительные интенсивности звука в заданных пространственно-временных точках, как это было предложено ранее в [2] для ионосферы. Это делает возможным достижение порогов различных нелинейных эффектов при помощи относительно слабых источников.

Другое возможное применение сложных широкополосных сигналов связано с тем, чтобы облегчить обнаружение и идентификацию нелинейных эффектов в акустике, которые часто относительно слабы. Это относится, в частности, к экспериментальному обнаружению эффекта обращения волнового фронта в устройствах, которые не обладают значительными коэффициентами преобразования. При использовании сигнала со спектром, пропорциональным $G_\omega(\mathbf{r})$, различные спектральные составляющие обращенного от зеркала ОВФ сигнала в некоторый момент времени складываются на источнике в фазе. Оценка выигрыша по мощности в этом и предыдущем случаях составляет $\simeq\Omega T$, а расстояние до области фокусировки $\simeq Tc^2[\Omega\partial c/\partial\omega]^{-1}$, где $T$ – длительность сигнала.

Отметим, что операции ОВФ соответствует замена $\mathbf{k}(\omega)\mathbf{r}\to-\mathbf{k}(\omega)\mathbf{r}$ с сохранением знака $\omega t$ в фазе функции Грина среды, а согласованию импульса со средой соответствует двойная замена $\mathbf{k}(\omega)\mathbf{r}\to-\mathbf{k}(\omega)\mathbf{r}$ и $\omega(\mathbf{k})t\to-\omega(\mathbf{k})t$. Этим обеспечивается не только фокусировка ОВФ-сигнала на источник, но и его дисперсионное сжатие, не зависящее от знака $\partial c/\partial\omega$.

Приведем оценки параметров сигнала, предназначенного, например, для использования в установке по исследованию нелинейных откликов газовых пузырьков в воде [3]. Если используются пузырьки с резонансной частотой $\simeq$90 кГц и объемной концентрацией $\simeq2\cdot10^{-4}$, то при генерации сложного сигнала длительностью $T=5\cdot10^{-4}$ с в диапазоне частот 150÷180 кГц изменение скорости звука составит $\simeq$200 м/с. При этом расстояние до области фокусировки $\simeq$5 м, длительность сжатого импульса $\simeq0{,}3\cdot10^{-4}$ с, коэффициент сжатия $\simeq$15, область пространственной локализации $\simeq$5 см.

Алгоритм построения согласованных сигналов следует из (5) и может быть реализован, например, с помощью цифровых синтезаторов частоты.

Авторы выражают благодарность Ф. В. Бункину за критическое обсуждение результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Гинзбург В. Л.* Об общей связи между поглощением и дисперсией звуковых волн // Акуст. журн. 1955. Т. 1. № 1. С. 31–39.
2. *Островский Л. А.* Дисперсионное сжатие ЧМ-волн в однородной плазме // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. С. 1333–1338.
3. *Бутковский О. Я., Заболотская Е. А., Кравцов Ю. А., Рябыкин В. В.* Экспериментальное наблюдение вынужденного комбинационного рассеяния на газовых пузырьках в воде // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 163–164.



Институт общей физики
Академии наук СССР



Поступило в редакцию
8.I.1987


---

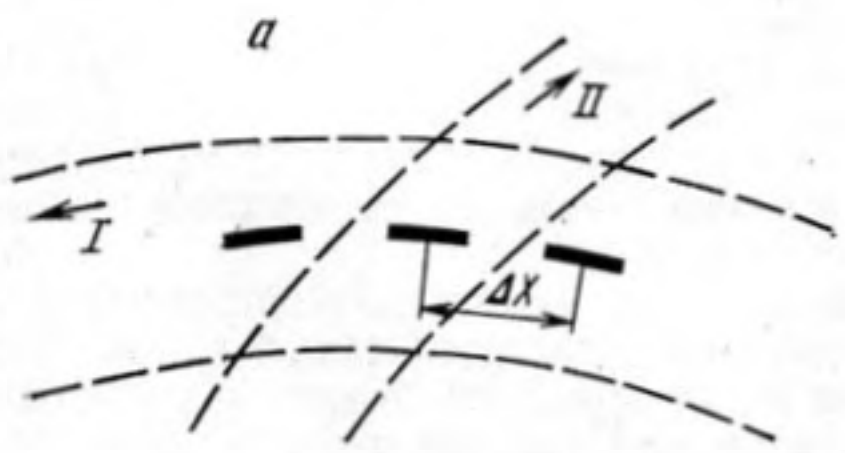

УДК 534.6:535.39


# ТОМОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ФОРМИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ДИНАМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ С ПОМОЩЬЮ БЫСТРОГО СКАНИРОВАНИЯ

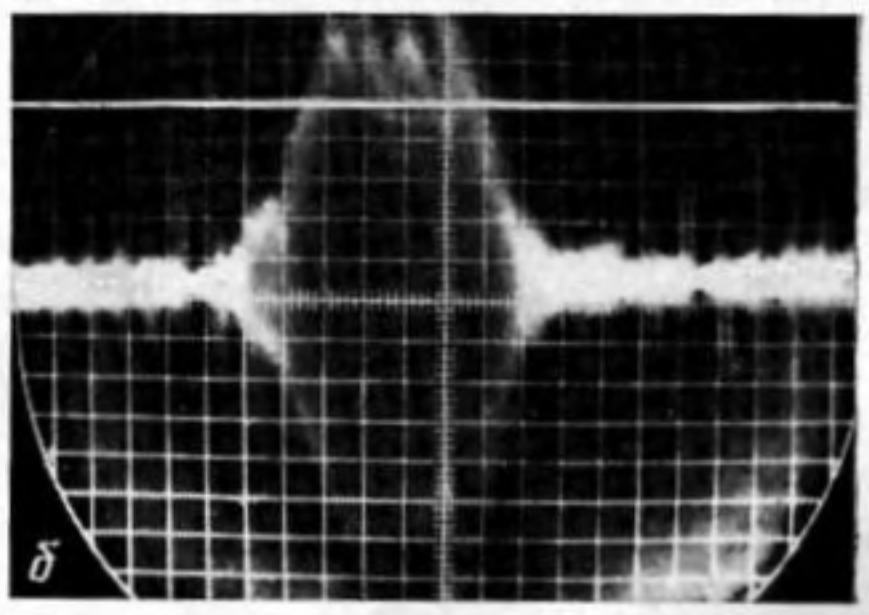

***Гинзбург В. М., Николаев В. Я., Сухов В. И.***

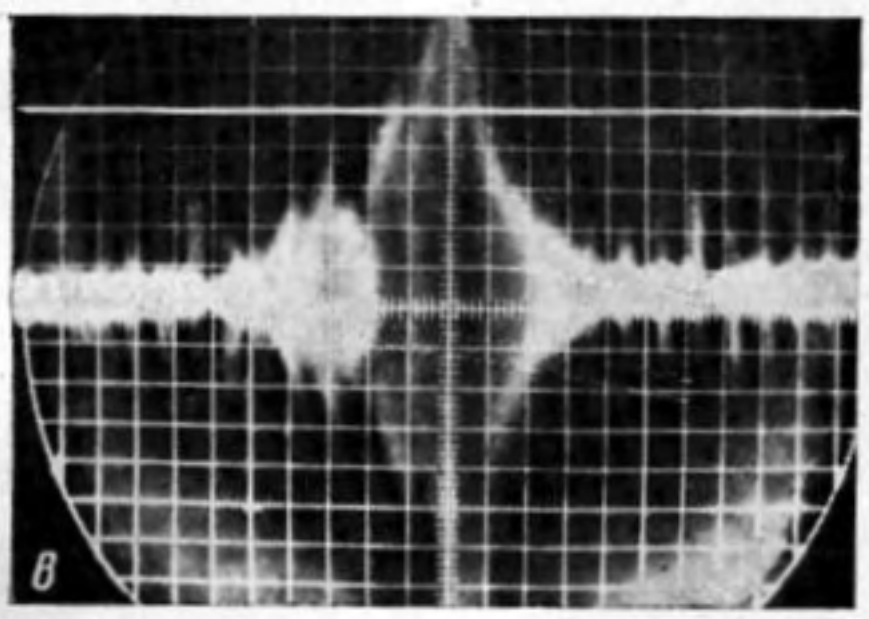

В [1, 2] описана система формирования изображений с быстрым сканированием луча за время излучения и приема сигналов, предложенная в 50-х годах [3, 4]. С помощью этой системы можно получать информацию о движущихся объектах, пересекающих периодическую пространственную структуру из дискретных слоев видимости (СВ) или, в современной терминологии, из семейства томограмм, ориентацией которых в пространстве и периодом повторения можно управлять изменяя закон качания луча. При этом обеспечивается постоянство линейной разрешающей способности в зоне обзора, определяемой длительностью отраженных сигналов и расположением объектов в СВ.

Был изготовлен лабораторный макет такого томографа, работающего в ультразвуковом диапазоне (на частоте 115 кГц) в двух режимах: А – излучение и прием




Фиг. 1. Иллюстрация работы УЗВ томографа. *а* – форма слоев видимости (СВ) в режимах А (I) и Б (II). Отмечен уровень, соответствующий спаду звукового давления на 3 дБ. $\Delta x$ – расстояние между соседними объектами; *б*, *в* – осциллограммы сигналов, отраженных от объектов в режиме А и Б соответственно




производится с помощью одной антенной системы, состоящей из неподвижных излучателей и приемников и механически вращающегося плоского зеркала; Б – излучение производится той же антенной, а прием – фазированной антенной решеткой (ФАР) с дискретным электронным сканированием. Глубина сцены в безэховой воздушной камере $r_{max}=2$ м. Угол сканирования $10\leqslant\Theta\leqslant30°$. В режиме А в пространстве образуются концентрические СВ (I на фиг. 1, *а*) с центром в центре вращения зеркала. В режиме Б при совпадении направлений и скоростей качания лучей обеих антенн образуются эллиптические СВ с фокусами в центрах вращения лучей. При качании луча ФАР, в противоположном направлении образуются «косые» слои (II на фиг. 1, *а*). Толщина СВ (вдоль $r$) равна $\delta r=c\tau_r/2$. $\theta_0/\Theta$ и период повторения $\Delta r=c\tau_t/2$, где $\tau_t$ – длительность импульса генератора и период качания луча при излучении, $\tau_r$ – период качания при приеме, $c$ – скорость звука в воздухе, $\theta_0$ – ши-