

УДК 534.87+534.231.1

**ИЗМЕРЕНИЕ ВЗАИМНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ СИГНАЛОМ  
В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ И ИСХОДНЫМ СИГНАЛОМ***Н. А. Васильев, Ю. И. Тужилкин*

Получены экспериментально функции взаимной корреляции исходного шумового сигнала со средней частотой 4 кГц и сигнала, принятого на оси подводного звукового канала на расстояниях 9; 45 и 60 км от излучателя. Функции состоят из нескольких областей существования корреляции, расположенных в соответствии с временами распространения сигнала по отдельным лучам.

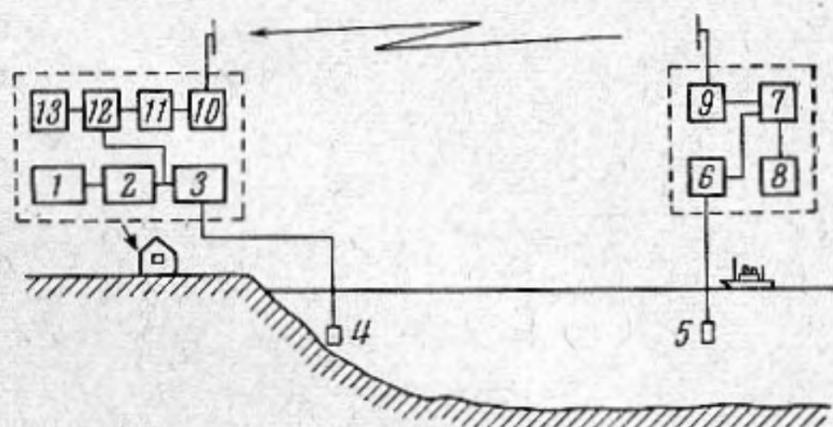
Условия передачи информации по некоторому природному каналу зависят от свойств среды, образующей этот канал. Звуковые сигналы, распространяющиеся в водной морской среде, искажаются вследствие наличия и изменчивости условий гидроакустической рефракции. Поэтому в сигнале, принятом на некотором расстоянии от источника звука, имеется лишь часть информации, содержащейся в исходном сигнале, что обуславливает необходимость исследования искажений подводного звукового сигнала по мере его распространения.

Для экспериментов, имеющих целью исследования распространения звука по отдельным лучам или лучевым группам, нужно использовать достаточно широкополосные непрерывные или импульсные сигналы. При работе с импульсами период повторения не должен быть меньше разности времен распространения по различным лучам, что затрудняет наблюдение относительно быстрых изменений условий распространения. Это затруднение устраняется при использовании непрерывных сигналов; при этом естественно выбирать сигналы, содержащие наибольшую информацию при ограниченной мощности. Сюда относятся шумовые или шумоподобные сигналы с гауссовским распределением мгновенных значений [1]. Нами было предпринято исследование искажений непрерывного шумового сигнала, распространяющегося в морском подводном звуковом канале.

Количество информации  $J(x, y)$  об излученном сигнале  $x$ , содержащееся в принятом шумовом гауссовском сигнале  $y$ , может быть выражено соотношением [2]  $J(x, y) = -1/2 \log [1 - R^2(x, y)]$ , где  $R(x, y)$  — коэффициент корреляции между  $x$  и  $y$ , а основание логарифма зависит от выбора системы единиц информации. Поэтому измерение информации об излученном гауссовском шуме, содержащейся в распространяющемся в море сигнале, сводится к измерению коэффициента корреляции между принятым и излученным сигналами. Однако эксперименты такого рода представляют известные трудности, заключающиеся прежде всего в необходимости применения устройств для задержки сигнала, обладающих высокой стабильностью и большим объемом памяти. Так, при исследовании распространения непрерывного шума с полосой 100 гц на расстояние до 45 км требуется память с объемом  $6 \cdot 10^3$  выборок при относительной точности задержки  $10^{-5}$ . С возрастанием расстояния и ширины полосы сигнала необходимый объем памяти пропорционально увеличивается. В последнее

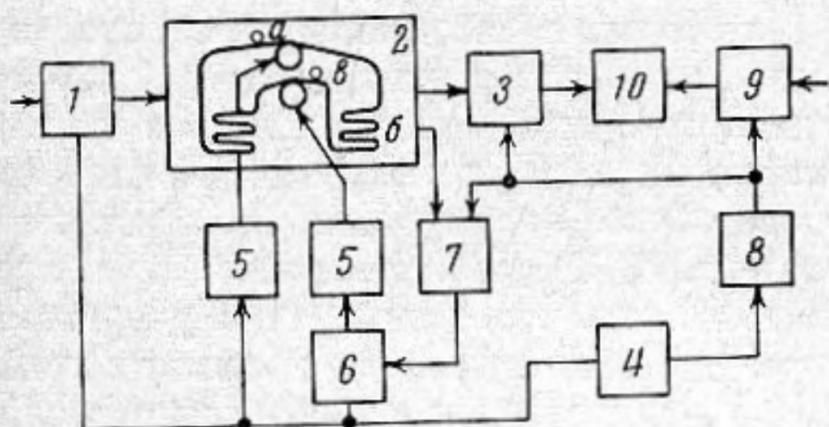
время для таких экспериментов применяются специализированные системы памяти и вычислительные машины [3, 4].

Наши эксперименты были выполнены при помощи специально сконструированной линии задержки [5], удобной для работы с непрерывными широкополосными звуковыми сигналами произвольной формы. Рассмотрим блок-схему эксперимента, представленную на фиг. 1. Сигнал задающего генератора 1 после прохождения фильтра 2 и усилителя мощности 3 подавался на излучатель 4. Принятый на некотором расстоянии гидрофоном 5 сигнал поступал на усилитель 6, а затем на модулятор 7, снабженный отдельным гетеродином 8 с кварцевой стабилизацией. Далее сигнал, сдвинутый в модуляторе по частоте, передавался обратно на берег при помощи УКВ-радиопередатчика с частотной модуляцией 9 и радиоприемника 10, выход которого был соединен с одним из входов коррелометра 11. Модулятор 12 с гетеродином 13, также имевшим кварцевую стабилизацию, служили для того, чтобы аналогичным образом сдвигать по частоте спектр опорного сигнала, поступавшего на второй вход коррелометра. Последний представляет наибольший интерес и мы рассмотрим несколько подробнее его блок-схему и принцип работы.



Фиг. 1

Блок-схема коррелометра изображена на фиг. 2. Опорный сигнал поступает на вход кодирующего устройства 1 и далее в виде выборок, представленных двузначным кодом, на головку записи 2а лентопротяжного механизма. Считанный, спустя некоторое время, равное времени прохождения магнитофонной пленки по

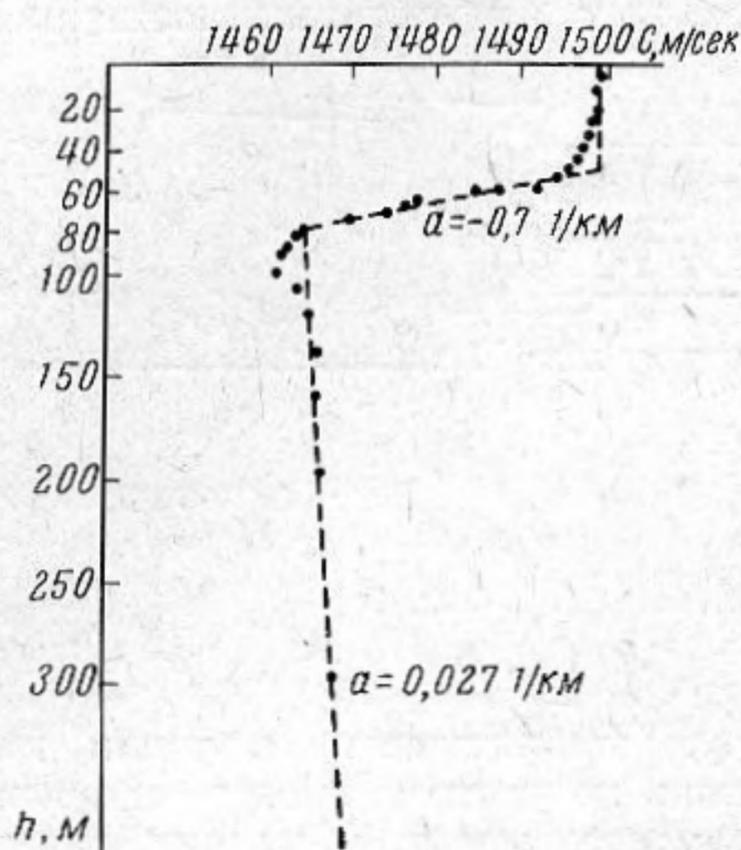


Фиг. 2

правой петле 2б, сигнал поступает на оперативную память 3, состоящую из нескольких ячеек. Вследствие флюктуаций времени задержки около некоторого среднего значения моменты поступления сигнала на оперативную память не обладают строгой периодичностью. Однако считывание сигналов из памяти происходит по команде, синхронизированной напряжением генератора 4, стабилизированного кварцем. Таким образом, нестабильность времени задержки сигнала в лентопротяжном устройстве, проявляющаяся в переменной загрузке памяти, компенсируется до значения, определяемого качеством работы генератора. Постоянство среднего значения времени задержки, а вместе с этим и средней загрузки оперативной памяти, обеспечивается применением в лентопротяжном механизме перфорированной магнитной пленки и синхронных ведущих двигателей. Питание двигателей осуществляется через блоки деления частоты и усиления мощности 5 напряжением от того же генератора 4.

Изменение времени задержки сигнала при установке нужного значения может быть достигнуто посредством изменения фазы напряжения, питающего один из ведущих двигателей. Для этой цели в схему введен фазовращатель 6. Легко заметить, что непосредственный поворот фазовращателя был бы принят системой за флюктуацию времени задержки и привел бы к перегрузке или недогрузке оперативной памяти. Чтобы этого не произошло, одновременно с изменением частоты напряжения

питания двигателя необходимо изменять частоту подачи команд на считывание заложенной в памяти информации. Практически мы достигали этого посредством фазовращателя 8. Его выходной сигнал, определявший скорость считывания, был подан параллельно на схему 7 сравнения данной частоты с частотой записанного на ленте пилот-сигнала. Напряжение, пропорциональное разности частот, было использовано для питания двигателя фазовращения 6, изменявшего скорость ведущего двигателя пленки в сторону уравнивания поданных на схему 7 частот.

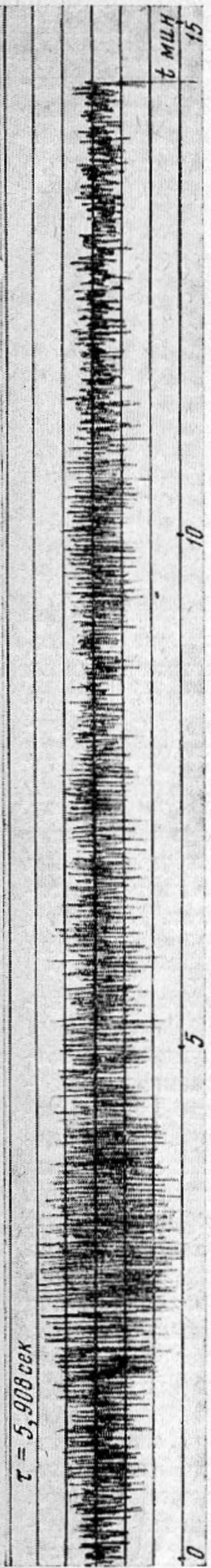


Фиг. 3

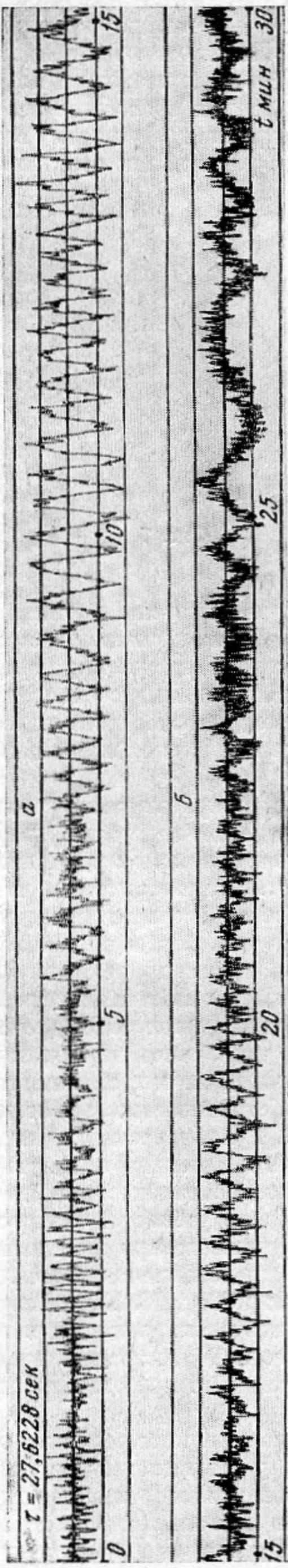
пределах  $\pm 15^\circ$  по уровню 0,1. Излучатель, равно как и гидрофон, опущенный на кабеле с борта принимающего судна, был расположен на глубине оси подводного звукового канала. Характеристику гидрологической обстановки дает зависимость скорости звука от глубины, изображенная рядом экспериментальных точек на фиг. 3. Введя аппроксимацию в виде пунктирной ломаной линии, можно показать, что слой скачка удерживал звуковые лучи, вышедшие под углом  $\pm 8^\circ$ . Поверхности достигали лишь лучи с углами возвышения более  $11,5^\circ$ , значительно ослабленные в силу направленности излучателя и последующего рассеяния дном; глубина составляла 380 м. Поэтому главную часть энергии принятого сигнала обуславливали рефрагированные лучи, не претерпевшие отражений.

Опыт проводился в следующем порядке. Перед началом измерений мы определяли направление дрейфа принимающего судна и устанавливали величину времени задержки опорного сигнала, немного превышающую (если судно удалялось) время распространения сигнала в море. По мере дрейфа судна это время изменялось, становясь в некоторые моменты равным времени задержки опорного сигнала. В эти моменты возникала корреляция сигналов, которую можно было наблюдать по изменению выходного напряжения коррелометра. Зависимость величины корреляции от текущего времени регистрировалась при помощи самописца Н-110.

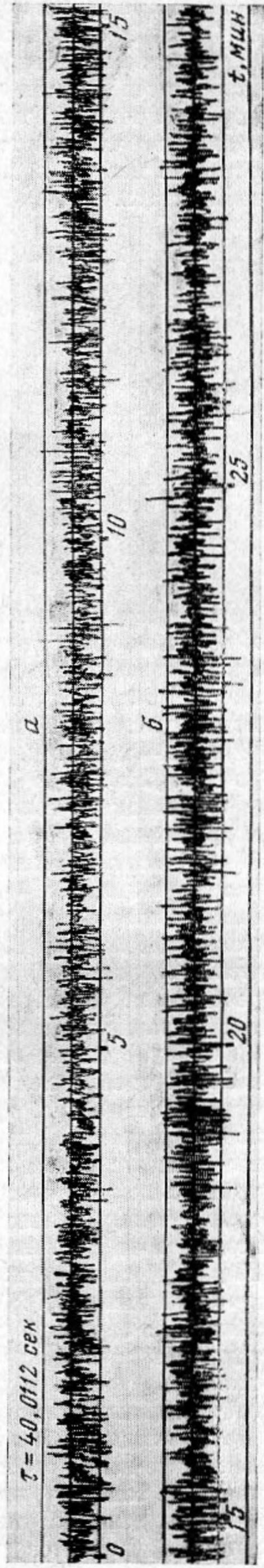
Перейдем к рассмотрению экспериментальных результатов. Примеры записей, полученных при расстояниях до судна 9, 45 и 60 км, приведены на фиг. 4; 5, а, б; 6, а, б, причем на фиг. 5, б, 6, б даны продолжения кривых, начинающихся на фиг. 5, а, 6, а. По горизонтальной оси отложено текущее время дрейфа судна, а по вертикальной  $-\frac{2}{\pi} \arcsin R$  при цене одного деления 0,2. Для сравнения полученных записей с автокорреляционной функцией излучаемого сигнала запись последней приведена на фиг. 7. Именно такую форму имели бы кривые корреляции принятого сигнала с опорным сигналом при отсутствии искажений при распространении звука в море. Сопоставляя записи на фигурах, легко заметить, что



Фиг. 4

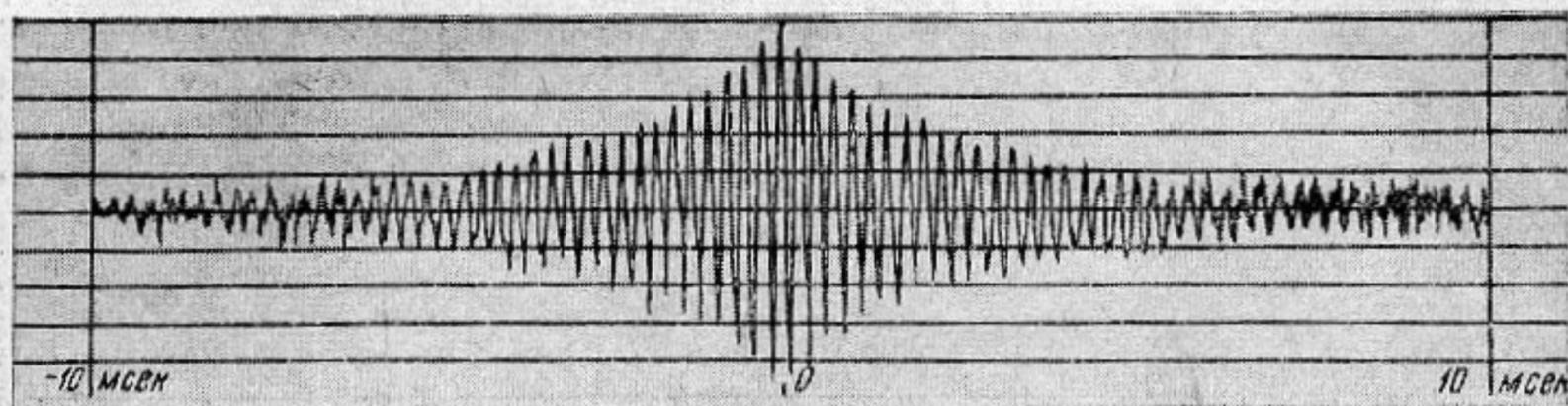


Фиг. 5



Фиг. 6

кривые взаимной корреляции намного сложнее кривой автокорреляции. На каждой из записей фиг. 4—6 можно выделить несколько областей существования корреляции. Некоторые из областей обособлены, другие налагаются друг на друга. Функция взаимной корреляции сходна с автокорреляционной только в пределах обособленных областей. Легко также заметить, что частота заполнения функции взаимной корреляции не остается постоянной, так как радиальная составляющая скорости дрейфа изменялась.



Фиг. 7

По частоте заполнения кривых можно оценить скорость дрейфа судна и величины относительных задержек сигналов, при которых еще существует корреляция. Действительно, поскольку средняя частота сигнала равна 4 кГц, каждый период заполнения соответствует сдвигу на  $\frac{1}{4}$  мсек. Радиальная скорость дрейфа судна в большинстве случаев оказалась порядка 2—3 см/сек. Временами, однако, наблюдаются отклонения от 0,4 до 20 см/сек.

На записях, полученных при приеме сигнала на удалениях 9 и 45 км, корреляция заметна при изменении задержки приблизительно в пределах 30—50 мсек. Аналогичные измерения при удалении до 60 км дают время «затягивания» 150—200 мсек. Легко заметить, что на больших расстояниях число обособленных областей корреляции увеличивается. На фиг. 4 можно наблюдать только две области, в то время как на фиг. 5, а, б их число возрастает до шести. Записи корреляции сигнала, принятого на расстоянии 60 км, получены при отношении сигнала к помехе приблизительно равном 2, поэтому эти измерения менее достоверны.

Следует также отметить, что запись корреляционной функции в обособленных областях, как правило, не сопровождается увеличением флюктуационного фона. Данное обстоятельство может иметь место лишь в условиях малости флюктуаций, приобретаемых сигналом при распространении. Вместе с тем необходимо отметить сильную изменчивость формы кривых, полученных при последовательно проводимых опытах. Например, суммы центральных максимумов областей существования корреляции, измеренные на кривых, полученных при расстоянии до точки приема 45 км (одна из этих кривых представлена на фиг. 5, а, б), имеют следующие значения: 0,76; 0,7; 0,48; 1,08; 1,48. Такие изменения возникают под влиянием вариаций как величины корреляции в обособленных областях, так и числа последних. Причиной этих изменений не может быть непостоянство уровня шумов моря, т. к. кривые были получены одна за другой в одинаковых условиях.

Переходя к обсуждению полученных результатов, заметим, что все отмеченные выше особенности корреляционных функций могут быть объяснены с точки зрения многолучевого распространения звука в море. В самом деле, возникновение нескольких областей существования корреляции объясняется различием времен распространения сигнала по различным лучам. Каждая обособленная область корреляции связана с одним

или несколькими близкими сигналами, время распространения которых отличается больше, чем на интервал корреляции от времени распространения сигналов, образующих другие обособленные области корреляции. Оценим величину времен распространения сигнала в нашем случае. Для этого воспользуемся указанной на фиг. 3 аппроксимацией зависимости скорости звука от глубины. Градиенты  $a_1$ ;  $a_2$ ;  $a_3$  на спрямленных участках получаются соответственно равными 0;  $-0,7$  и  $0,027$  км<sup>-1</sup>. При расположении излучателя и приемника на глубине минимума скорости звука удерживающиеся в канале лучи проходят в слоях с градиентами  $a_2$  и  $a_3$  участки  $\Delta r_2$  и  $\Delta r_3$  между двумя последовательными пересечениями оси канала. Легко показать [7], что  $\Delta r_2 / \Delta r_3 = a_3 / a_2$ . Воспользовавшись этим равенством, получаем, что в нашем случае звук распространяется в слое с градиентом  $a_2$  часть пути, составляющую около 4% от пути в слое с градиентом  $a_3$ . Пренебрегая на каждом цикле луча величиной  $\Delta r_2$ , что равносильно принятию  $a_2 = \infty$ , воспользуемся формулой, полученной

Бреховских [7]:  $t_N = \frac{r}{c_0} \left( 1 - \frac{a_3^2 r^2}{24N^2} \right)$ , где  $t_N$  — время распространения

звука по лучу с  $N$  циклами,  $c_0$  — скорость звука на оси канала. Как видно из приведенной формулы, сигнал достигает точки приема быстрее, распространяясь по лучам, соответствующим малым номерам  $N$ . Последними, если пренебречь отражением от дна, приходят лучи с  $N \rightarrow \infty$ , затратив время  $r / c_0$ . Минимальное  $N$  при малых углах возвышения лучей

можно найти из соотношения [7]:  $N_{\min} = \frac{r}{2} \sqrt{\frac{a_3}{2h}}$ , где  $h$  — глубина моря.

В нашем случае для расстояний  $r = 9, 45$  и  $60$  км мы получаем  $N_{\min} = 1; 5; 6$ . Подставив теперь в формулу для  $t_N$  последовательные значения  $N$ , начиная с  $N_{\min}$ , мы получим последовательность времен распространения сигнала по различным лучам. На расстоянии  $r = 9$  км наряду с последним сигналом, имеющим время распространения  $t_\infty = 6,16$  сек, в точку приема придут опережающие его сигналы со следующими значениями опережений: 15; 3,8; 1,9; 0,9 и т. д. мсек. Для  $r = 45$  км  $t_\infty = 30,8$  сек, а значения опережений будут 76; 53; 39; 30; 23; 19 и т. д. мсек. Наконец, если расстояние  $r = 60$  км, время распространения сигнала вдоль оси равно  $t_\infty = 41$  сек. Предшествующие сигналы опережают его на 125; 92; 70; 55; 45 и т. д. мсек.

Проведенная оценка, конечно, является лишь грубым приближением. В действительности зависимость скорости звука от глубины отличается от принятой нами идеализации, и наблюдаемая на практике структура сигнала в точке приема не будет точно соответствовать расчетной. В частности, вследствие ограниченности градиента  $a_2$  лучи будут проникать в слой скачка. Для большинства из них найдутся пары с одинаковым временем распространения до точки приема, расположенной на оси канала. Однако время распространения становится различным, если точка приема удаляется от оси. Вследствие этого увеличивается число приходов сигнала, и его структура усложняется. Приведенные расчеты, тем не менее, позволяют оценить порядок разностей времен прихода сигнала по отдельным лучам и полное время «затягивания» сигнала, под которым понимается разность  $t_\infty - t_{N_{\min}}$ . Таким образом, при  $r = 45$  и  $60$  км времена распространения сигнала по нескольким лучам могут различаться на десятки миллисекунд; на  $r = 9$  км таких лучей должно быть гораздо меньше. Время «затягивания» сигнала на этом расстоянии около 15 мсек, на больших расстояниях — около 80 и 130 мсек соответственно.

Полученные значения удовлетворительно согласуются с определенными экспериментально. Исключением является сигнал, принятый на расстоянии 45 км. Согласно оценке, его корреляция с опорным сигналом должна наблюдаться на большем диапазоне изменений времени задерж-

ки. Укорочение функции корреляции могло произойти вследствие малости энергии сигналов, пришедших по некоторым лучам. Тогда соответствующие им области корреляции теряются в шумах и остаются незамеченными при измерениях.

В условиях эксперимента в составе суммарного сигнала могут присутствовать слагаемые с разностями времен прихода порядка миллисекунд. Представив принятый сигнал в виде суммы запаздывающих на время  $t_i$  и ослабленных до уровня  $a_i$  посылаемых сигналов, найдем нормированную функцию взаимной корреляции посылаемого и принятого сигналов

$$R(\tau) = \frac{\sum_i a_i R_a(\tau - t_i)}{\sqrt{\frac{\sigma_n^2}{\sigma^2} + \sum_{ij} a_i a_j R_a(t_i - t_j)}}.$$

Здесь  $R_a(\tau)$  — нормированная функция автокорреляции излученного сигнала;  $\sigma^2$ ,  $\sigma_n^2$  — дисперсии сигнала и помех. В зависимости от количества сигналов и величин их относительного запаздывания  $R(\tau)$  состоит из нескольких отдельных или частично наложенных друг на друга областей существования корреляции, каждая из которых имеет центральный максимум.

Сумма центральных максимумов, равная

$$\sum_i a_i \sqrt{\frac{\sigma_n^2}{\sigma^2} + \sum_{ij} a_i a_j R_a(t_i - t_j)}$$

не изменяется во времени лишь при условии постоянства не только  $\sigma_n$ ,  $\sigma$  и  $a_i$ , но и разностей времен прихода  $t_i - t_j$ , если они не превосходят интервала автокорреляции излучаемого сигнала. Однако распространение звука в подводном звуковом канале обычно характеризуется наличием значительной доли сигналов с малыми временами относительного запаздывания. В этом случае при изменении расстояния до точки приема небольшие изменения конфигурации лучей могут существенно повлиять на общую энергию сигнала и величину суммы центральных максимумов, т. к. каждый из них возникает при различных значениях нормирующего множителя. Именно такая изменчивость наблюдалась при эксперименте.

В заключение покажем, что флюктуации корреляционной функции в областях, образованных сигналами, пришедшими по отдельным лучам, должны быть небольшими, если расстояние между излучателем и приемником имеет порядок десятков километров. Действительно, поскольку большинство принятых при экспериментах сигналов не касалось волнующейся поверхности моря, их флюктуации могут быть обусловлены лишь влиянием неоднородностей показателя преломления. Тогда мы можем воспользоваться теорией распространения сигнала в изотропной неоднородной среде. Согласно Чернову [8] средние квадраты флюктуаций фазы

$S^2$  и логарифма относительного значения амплитуды  $\overline{B^2} = \left( \ln \frac{A}{A_0} \right)^2$

тонального сигнала  $p = A(r) e^{-i[\omega t - S(r) - kr]}$ , распространяющегося в изо-

тропной неоднородной среде, выражаются в виде  $\overline{S^2} = \overline{B^2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} a \mu^2 k^2 L$ .

Это соотношение справедливо при условии, что флюктуации показателя преломления  $|\mu| \ll 1$  имеют пространственную функцию корреляции вида  $e^{-r^2/a^2}$ , а характерный размер неоднородностей  $a$ , волновое число  $k$

и расстояние до точки приема  $L$  связаны неравенствами  $ka \gg 1$  и  $4L/ka^2 \gg 1$ , справедливыми в нашем случае. Данная зависимость флюктуаций сигнала от расстояния и частоты сохраняется и при других фор-

мах корреляционной кривой [9], если только  $\sqrt{\frac{2\pi}{k}} L \gg a$ , что в наших опытах также хорошо выполнялось.

Параметр  $a\bar{\mu}^2$  определялся рядом авторов в морских экспериментах [10—12]. В зависимости от условий средняя величина параметра изменяется в пределах  $10^{-7} \div 11,0 \cdot 10^{-7}$ . Приняв для оценки наибольшее значение, получаем для  $L = 10, 50$  и  $100$  км среднеквадратичное значение флюктуаций фазы соответственно  $9,5^\circ; 21^\circ$  и  $30^\circ$ . Предположим, что ширина полосы частот нашего шумового сигнала не превосходит интервала частотной корреляции флюктуаций. Тогда можно говорить о флюктуациях его уровня и фазы, считая их близкими к флюктуациям тонального сигнала. При этом, если помехи пренебрежимо малы по сравнению с сигналом, флюктуации уровня не влияют на величину коэффициента корреляции.

Оценим уменьшение взаимной корреляции под влиянием нестабильности фазы. Предположим, что ее распределение подчиняется нормально-

му закону  $w(S) = \frac{1}{\sqrt{2\pi S^2}} \exp(-S^2/2\bar{S}^2)$ . Зная выражение нормированной

функции автокорреляции излучаемого шума  $R_a(\tau)$  и функцию распределения фазы, мы можем найти усредненную величину коэффициента взаимной корреляции  $\bar{R}$ . Функция  $R_a(\tau)$  в случае узкополосного шумового сигнала может быть представлена в виде [13]  $R_a(\tau) = \rho(\tau) \cos \omega_0 \tau$ , где огибающая  $\rho(\tau)$  изменяется медленно по сравнению со вторым сомножителем. Считая для простоты  $\rho(\tau) = 1$  во всей области существенных значений флюктуаций фазы, получаем

$$\bar{R} = \frac{2}{\sqrt{2\pi\bar{S}^2}} \int_0^\infty e^{-\frac{S^2}{2\bar{S}^2}} \cdot \cos S dS = e^{-\frac{\bar{S}^2}{2}}.$$

Для указанных выше расстояний  $\bar{R} \approx 0,99; 0,93$  и  $0,87$ . Таким образом, уменьшение коэффициента взаимной корреляции, вызванное флюктуациями показателя преломления, в нашем случае действительно должно быть малым, что объясняет наблюдавшуюся на опыте малую величину флюктуаций в областях корреляции, обусловленных приходами сигналов по отдельным лучам.

Проделанные опыты приводят к следующим выводам. Взаимнокорреляционная функция шумового сигнала в полосе  $4000 \pm 50$  гц, принятого на расстоянии до 60 км на оси подводного звукового канала, с исходным сигналом состоит из нескольких областей, обособленных или наложенных друг на друга. Возникновение каждой области обусловлено корреляцией исходного сигнала с сигналом, распространяющимся по одному лучу или нескольким лучам, времена распространения сигнала по которым одинаковы. Флюктуации корреляции исходного сигнала с сигналами, пришедшими по отдельным лучам, как правило, малы. Общая форма корреляционной кривой зависит от числа лучей и взаимного запаздывания сигналов и сильно изменяется от опыта к опыту.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Харкевич. Очерки общей теории связи. М., ГТТИ, 1955.
2. П. М. Гельфанд и А. М. Яглом. О вычислении количества информации о случайной функции, содержащейся в другой такой функции. Успехи мат. наук, 1957, 12, 1, (73), 3—52.

3. W. B. Allen, E. C. Westerfield. Digital compressed-time correlators and matched filters for active sonar. *J. Acoust. Soc. America*, 1964, 36, 1, 121—139.
4. J. L. Stewart, W. B. Allen. Pseudonoise-correlation techniques in underwater acoustic studies. Paper K-13 in Proceedings of the Fourth International Congress on Acoustics 1962. Copenhagen. (4th ICA Comitee Copenhagen, 1962), Part I.
5. Н. А. Васильев. Линия задержки (описание). Акустический ин-т АН СССР, 1964 г.
6. H. Ekre. Polarity coincidence correlation detection of a weak noise source. *IEEE Trans.* 1963, IT-9, 1, 18—23.
7. Л. М. Бреховских. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
8. Л. А. Чернов. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. М., Изд-во АН СССР, 1958.
9. В. И. Татарский. Теория флюктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. Изд-во АН СССР, 1959.
10. J. Myles Sheehy. Transmission of 24-ks underwater sound from a deep source. *J. Acoust. Soc. America*, 1950, 22, 1, 24—28.
11. F. H. Sagar, Acoustic intensity fluctuations on temperature microstructure in the sea. *J. Acoust. Soc. America*, 1960, 32, 1, 112—121.
12. D. C. Whitmarsh. Underwater — acoustic transmission measurements. *J. Acoust. Soc. America*, 1963, 35, 12, 2014—2018.
13. Б. И. Бунимович. Флюктуационные процессы в радиоприемных устройствах. М., Сов. радио, 1951.

Акустический институт АН СССР  
Москва

Поступила в редакцию  
30 марта 1965 г.