

## ИСКАЖЕНИЕ СЕЙСМИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА РЕГИСТРИРУЮЩИМ КАНАЛОМ

В статье описывается метод расчета искажений произвольного импульса заданной формы, основанный на использовании в качестве исходного материала реакции регистрирующего канала на импульс прямоугольной формы. Эта реакция должна определяться экспериментальным путем.

Исследуется возможность перехода от этой экспериментальной характеристики канала к обычным частотным и фазовым характеристикам и обратно и погрешность такого перехода. Приводятся примеры выполненных расчетов.

### ВВЕДЕНИЕ

Вопросы об искажениях формы сейсмической волны при ее регистрации на сейсмограмме и о влиянии этих искажений на результаты сейсморазведки уже в течение многих лет занимают одно из центральных мест в сейсмике. Эта проблема имеет уже настолько длинную и сложную историю, что излагать ее в подробностях заняло бы слишком много места. Нужно, впрочем, признать, что, несмотря на такое многолетнее обсуждение проблемы, было бы очень нелегко сформулировать какие-либо выводы, которые можно было считать установленными: вплоть до настоящего времени, по мере накопления опыта, возникают сомнения в таких положениях, которые много лет подряд считались бесспорными. Это свидетельствует, с одной стороны, о крайней сложности проблемы, с другой — также и о недостаточном количестве таких работ, которые нужны для ее разрешения — экспериментальных, в которых влияние, оказываемое искажениями, изучалось бы при соблюдении постоянства всех прочих факторов и самые эти искажения строго контролировались, а также теоретических работ с точно сформулированными исходными предположениями и четкими выводами. Соответственно этому мы ставим своей задачей облегчить накопление подобного рода экспериментальных и теоретических материалов.

### I. МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Мы вводим предположение о линейности всех звеньев сейсморазведочного канала<sup>1</sup>. Из него вытекает применимость к регистрирующему

<sup>1</sup> Проверке обоснованности этого предположения была недавно посвящена, чрезвычайно остроумная экспериментальная работа Гарднера [1], давшая утвердительный ответ на поставленный вопрос. Серьезных причин сомневаться в справедливости данного предположения не представляется, хотя вопрос несомненно, заслуживает дальнейшего изучения.

каналу принципа суперпозиции. В таком случае мы имеем право производить вычисления следующим образом. Импульс на входе, каков бы он ни был по форме, разбивается на сумму более простых элементарных импульсов. Искажение затем определяется для каждого из этих слагаемых, и общий результат получается путем суммирования этих искаженных импульсов.

Обычно применяется разложение импульса на сумму синусоидальных колебаний, и для вычисления искажений используются частотные и фазовые характеристики канала. Эта методика заимствована из радиотехники. Однако, в сейсмике удобно применять другой метод, более наглядный по идее и несколько не сложнее по вычислениям, по которому заданный на входе импульс произвольной формы разбивается на достаточно большое число ступенеобразных импульсов, заранее экспериментально определяется форма записи данным каналом такого ступенеобразного импульса, и все эти элементарные импульсы на выходе суммируются. Если мысленно перейти к пределу при бесконечном увеличении числа ступенек, то результат запишется в виде так называемого интеграла Дюамеля [2]:

$$\xi(t) = x(0) \cdot h(t) + \int_0^t h(t-\tau) x(\tau) d\tau. \quad (1)$$

Здесь  $x(t)$  — импульс на входе,  $\xi(t)$  — он же на выходе, функция  $h(t)$  изображает реакцию канала на ступенчатый импульс.

Вычислительный процесс, который был выше описан, представляет собой, очевидно, приближенное численное интегрирование написанного выражения.

Выражение  $h(t)$  должно быть получено путем осциллографирования. Понятно поэтому, что в радиотехнике указанный метод не получил никакого распространения; действительно, синусоидальным генератором обладает почти любая радиотехническая лаборатория, а измерение отдачи на выходе при синусоидальном возбуждении осуществляется простейшими и широко распространенными приборами. Осциллографирование по сравнению с этой техникой представляет собой гораздо более сложную и не повсеместно доступную процедуру. Фазовые же искажения весьма часто оказываются практически несущественными.

В сейсмике положение во всех отношениях как раз противоположно. Поскольку осциллограф образует оконечное звено канала, осциллограмма  $h(t)$  может быть получена легко. Генерация же синусоидальных колебаний данного частотного диапазона встречает целый ряд затруднений [3] и [4], и таким генератором, во всяком случае, нельзя располагать в полевых условиях. Наконец, фазовые искажения даже более существенны в сейсмике, чем частотные, а их определение еще сложнее.

Таким образом, описываемый ниже метод позволяет любому полевому работнику, ценой затраты сравнительно умеренного количества труда, получить разносторонние данные, характеризующие находящийся в его руках комплект, с точки зрения вносимых им искажений в запись произвольных импульсов.

После того, как настоящая работа была начата, автор познакомился с работой Пайети [5], в которой описывается тот же, по существу, метод, без приведения, однако, результатов и выводов из применения

его к реальной аппаратуре. К этому можно добавить, что в статье, помещенной в том же номере журнала [6], Шарп использует интеграл Дюамеля для расчетов, касающихся возникновения сейсмических волн при взрывах.

## II. О СВЯЗИ МЕЖДУ РЕАКЦИЕЙ НА ИМПУЛЬС И ЧАСТОТНЫМИ И ФАЗОВЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

В то время, как при экспериментальном исследовании существующей сейсμοаппаратуры предпочтительнее метод прямоугольных импульсов, при проектировании и расчете новой аппаратуры гораздо удобнее исходить из частотных и фазовых зависимостей. Весьма важно, поэтому, установить связь между этими двумя способами, которыми может быть охарактеризован регистрирующий канал, при условии его линейности.

Пусть заданы частотная и фазовая характеристики канала, другими словами, его чувствительность, как комплексная функция частоты  $\overline{\mathfrak{B}}(\omega)$  и требуется определить вид функции  $h(t)$ , соответствующей ступенчатому импульсу, заданному на вход данного канала. Согласно определению величины  $\overline{\mathfrak{B}}(\omega)$ , мы получим спектральное разложение искомой функции, если представим ступенчатый импульс в спектральном виде по формуле интеграла Фурье и помножим полученное выражение на  $\overline{\mathfrak{B}}(\omega)$ . Так как непосредственно применение к ступенчатому импульсу формулы интеграла Фурье невозможно по формально математическим причинам, то мы заменим его импульсом, внезапно скачкообразно начинающимся при  $t=0$  и спадающим по экспоненциальному закону, т. е. импульсом, выражающимся формулой:

$$\left. \begin{aligned} S_k(t) &= 0 && \text{при } t < 0, \\ S_k(t) &= De^{-kt} && \text{при } t \geq 0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Переход к пределу при  $k \rightarrow 0$  возвратит нас к нашему ступенеобразному импульсу:

$$\left. \begin{aligned} S_0(t) &= 0 && \text{при } t < 0, \\ S_0(t) &= 0 && \text{при } t \geq 0. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Применение формулы интеграла Фурье в первом случае законно и дает спектральную функцию:

$$\overline{\varphi}_k(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_k e^{-j\omega t} dt = \frac{D}{2\pi} \int_0^{\infty} e^{-(k+j\omega)t} dt = \frac{D}{2\pi} \frac{1}{k+j\omega} \quad (4)$$

Функцию:

$$\overline{\varphi}_0(\omega) = \lim_{k \rightarrow 0} \overline{\varphi}_k(\omega)$$

мы можем с точностью до постоянного множителя 2 рассматривать как спектр, соответствующий ступенеобразной функции, если мы ограничимся значениями этой последней функции только при  $t > 0^*$ .

\* Необходимость введения множителя 2 легко проверить вычислением. Она обычно упускается из виду при изложении данного вопроса. Эта необходимость связана с существованием особой точки у функции  $\varphi_0(\omega)$  в начале координат.

Выполняя этот предельный переход и полагая  $\frac{D}{2\pi} = 1$ , мы получим, по вышесказанному, спектральное разложение  $h(t)$  в виде:

$$\psi(\omega) = \frac{\overline{\mathfrak{B}}(\omega)}{j\omega}$$

Таким образом, это спектральное разложение может быть получено из комплексной частотно-фазовой характеристики канала делением на  $\omega$  и принятием мнимой компоненты за действительную, а действительной — за мнимую с обратным знаком.

Переход от спектрального разложения к явному выражению функции  $h(t)$  осуществляется общей формулой, которую для данного случая мы представим в виде [полагая  $\mathfrak{B}(\omega) = A(\omega) + jB(\omega)$ ]:

$$h(t) = \frac{1}{2} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{B(\omega) \cos \omega t}{\omega} d\omega - \int_0^{\infty} \frac{A(\omega) \sin \omega t}{\omega} d\omega \right\} \quad (6)$$

К вопросу о практическом вычислении этих интегралов мы еще вернемся ниже. Мы увидим, что это вычисление сводится к обычному гармоническому анализу.

Подобным же образом, располагая осциллограммой, снятой при ступенеобразном импульсе на входе, т. е. графиком функции  $h(t)$ , можно получить как частотную, так и фазовую характеристику канала. Последнее обстоятельство заслуживает особого внимания, так как до настоящего времени экспериментальной установкой, позволяющей снимать фазовые характеристики всего канала, включая и сейсмограф, не существует.

Для выполнения этого перехода, прежде всего, нужно получить соответствующую  $h(t)$  спектральную функцию  $\overline{\psi}(\omega)$ , после чего требуется умножить ее на  $\omega$  и принять действительную компоненту за мнимую, а мнимую — за действительную с обратным знаком.

Что касается вычисления  $\psi(\omega)$ , то по общему правилу мы имеем для него выражения:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{Re}[\psi] &= \int_0^{\infty} h(t) \cos \omega t dt = \int_0^T h(t) \cos \omega t dt, \\ \operatorname{Im}[\psi] &= \int_0^{\infty} h(t) \sin \omega t dt = \int_0^T h(t) \sin \omega t dt, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где через  $T$  мы обозначили длительность записи ступенеобразного импульса, которая всегда конечна, поскольку сейсморегистрирующий канал не пропускает постоянную составляющую. Но последние два интеграла представляют выражения, по которым в гармоническом анализе вычисляются синусоидальная и косинусоидальная гармоники произвольной периодической функции с периодом  $T$ ; если только  $\omega$  принимает значения вида  $\frac{2\pi n}{T}$ , где  $n$  — целые числа. Для их вычисления существуют хорошо известные приемы и специальные механические устройства — гармонические анализаторы. Правда, эти методы дают

значения функции  $\psi(\omega)$  лишь для дискретных точек, соответствующих периоду  $T$ ,  $\frac{T}{2}$ ,  $\frac{T}{3}$  и т. д., но по этим точкам функция может быть построена с достаточной точностью.

Сравним теперь интегралы (6) с только что полученными интегралами (7) для вычисления спектра  $\bar{\psi}(\omega)$ . Подинтегральные выражения формально сходны, за исключением того, что аргументы  $\omega$  и  $t$  меняются ролями. Таким же точно образом, как и в (7), мы можем бесконечный верхний предел в (6) заменить конечным  $\Omega$ , приняв в качестве последней ту максимальную частоту, на которой чувствительность канала практически падает до нуля (такая предельная частота всегда существует). Таким образом, вычисление интегралов (6) методами гармонического анализа дает значения  $h(t)$  в дискретные моменты времени, кратные периоду, соответствующему выбранной верхней граничной частоте  $\Omega$ .

Рассмотрим теперь вопрос о вычислительных погрешностях, появляющихся при переходе с одной системы характеристик к другой. Накопление погрешностей при вычислительном процессе связано с делением на  $\omega$  в одном и умножением на  $\omega$  — в другом случае. В первом случае, — при определении  $h(t)$ , в спектре этой величины низкие частоты имеют значительно больший удельный вес, чем в кривой спектральной чувствительности. Соответственно этому, при снятии частотных характеристик с особой точностью должны быть произведены измерения чувствительности на низких частотах. Как известно в сейсморегистрирующих каналах чувствительность на этих частотах мала, поэтому от источника синусоидальных колебаний требуется, во-первых, малое содержание высших гармоник (малый клирфактор), так как последние, входя в канал с значительно большим усилением, чем основная частота, сильно искажают отсчет на выходе, а во-вторых, мощность, достаточная для создания необходимого уровня сигнала. Далее, в схеме исследуемого канала, так же как и в генераторе, должны быть предусмотрены точно действующие и заранее проградуированные аттенуаторные устройства, позволяющие сравнивать между собой значения чувствительности, разнящиеся по величине во много раз, причем ни в одном звене выбранной схемы не должен быть превзойден предел линейности.

Значительно сложнее дело обстоит во втором случае, — при вычислении частотных и фазовых характеристик. Здесь повышается удельный вес высоких частот, соответствующих высшим гармоническим, а эти поправки в гармоническом анализе определяются с трудом и с малой точностью.

Только что описанную трудность возможно радикально устранить изменением исходного эксперимента. Для этой цели нужно на вход исследуемой схемы задавать вместо импульса в форме бесконечно длинной ступени „толчкообразный“ кратковременный импульс, имеющий при физическом изображении форму весьма узкой прямоугольной ступени. Известно [(7)] что при бесконечно малой длительности  $\Delta t$  такого импульса его частотный спектр  $\frac{D \cdot \Delta t}{\pi}$  представляет величину постоянной, не зависящую от  $\omega$ . В этом случае реакция на такой импульс на входе канала будет иметь частотный спектр, пропорциональный (ком-

плексной) частотной характеристике канала, которая, таким образом будет получена непосредственно. Этот способ был предложен Римским-Корсаковым и Шумовой (8), которые произвели расчет длительности  $\Delta t$  импульса, являющейся максимально допустимой для того, чтобы пропорциональность спектра частотной характеристики соблюдалась с заданной степенью точности. В силу конечности  $\Delta t$ , частотный спектр импульса на деле несколько спадает с частотой. Задавая верхнюю границу  $f_m$  (в герцах) интересующего диапазона и допустимое (в процентах) спадание спектра на этой частоте  $k$ , авторы пришли к следующему условию для  $\Delta t$ :

$$\Delta t \leq 0,078 \frac{\sqrt{k}}{f_m} \quad (8)$$

Полагая, например,  $f_m = 500$  Hz и  $k = 10\%$ , получаем отсюда  $\Delta t \leq 0,5$  миллисекунд.

Электрический импульс такого вида получить весьма просто посредством включения постоянного напряжения через дифференцирующее устройство с соответственно выбранной постоянной времени. Для полного испытания всего регистрирующего канала, включая сейсмограф, нужен источник соответствующих механических импульсов. Вид этого устройства и большая или меньшая легкость его осуществления зависят от того, по отношению к какой величине определяется чувствительность канала — смещению почвы, скорости или ускорению (или силе). Действительно, механические удары по платформе, на которой установлен сейсмограф, являются по отношению к силе толчкообразными, по отношению к скорости — ступенеобразными импульсами.

Этим простейшим способом — записью механических ударов — можно получить непосредственно частотную характеристику  $\mathfrak{B}$  по отношению к силе, по отношению же к скорости — лишь с значительной погрешностью в области более высоких частот. Сравнительно просто получается ступенеобразный импульс по отношению к ускорению: для этого требуется поместить на платформу дополнительный груз, в определенный момент падающий с нее или, как предлагает Пайети, удаляемый с нее при помощи хорошо заэкранированного электромагнита.

Гораздо труднее осуществимо задание на вход канала импульса скорости толчкообразной формы. Для этого требуется два быстро сменяющихся друг за другом механических толчка противоположного направления. Еще труднее и вряд ли даже осуществимо на практике задание толчкообразного смещения, имеющего такую малую длительность, как это вытекает из вышеприведенных расчетов.

По вопросу о том, к какой механической величине на входе — скорости или смещению — следует относить частотные характеристики искажения изучаемого канала также не существует ясности. В различных работах встречаются все эти разные способы. Для теоретических работ этот выбор можно было бы считать вполне произвольным, ввиду крайней простоты перехода от одной системы к другой. По отношению к экспериментальным работам этот выбор имеет гораздо более существенное значение.

### III. ОПЫТ РАСЧЕТА ИСКАЖЕНИЙ ИМПУЛЬСА ЗАДАННОЙ ФОРМЫ

В качестве примера применения описанной методики расчета искажений приведем выполненные нами вычисления прохождения импульса через электрическую часть регистрирующего канала, основанные на осциллограммах  $h(t)$ , полученных А. А. Цветаевым. Исследованный канал состоял из двух частей: 1) усилителя, построенного в сейсмической лаборатории НИО ГСГТ по схеме, весьма близкой к полевому усилителю У35, с добавлением анодных фильтров, и 2) осциллограф-092.

Здесь воспроизводятся некоторые из произведенных расчетов.

Вычисления оказались не особенно трудоемкими. Выработанная в результате некоторых поисков вычислительная схема оказалась совпадающей с предложенной Пайети (5), с тем изменением, что оказалось более удобным значения исходных величин  $h(t)$  и  $x(\tau-t)$  представлять в виде таблиц, а не кривых, как предлагает упомянутый автор. Она заключается в следующем.

Аппроксимирующее выражение для формулы (1) имеет вид:

$$\xi(t_k) = h(t_k) x(0) + \sum_{i=0}^k h(t_k - t_i) (\Delta x)_i,$$

или в раскрытом виде:

$$\begin{aligned} \xi(0) &= h(0) \cdot x(0), \\ \xi(t_1) &= h(t_1) \cdot x(0) + h(0) (\Delta x)_1, \\ \xi(t_2) &= h(t_2) x(0) + h(t_1) (\Delta x)_1 + h(0) (\Delta x)_2, \\ &\dots \dots \dots \\ \xi(t_n) &= h(t_n) x(0) + h(t_{n-1}) (\Delta x)_1 + \dots + h(0) (\Delta x)_n, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} (\Delta x)_1 &= x(t_1) - x(0), \\ (\Delta x)_2 &= x(t_2) - x(t_1). \end{aligned}$$

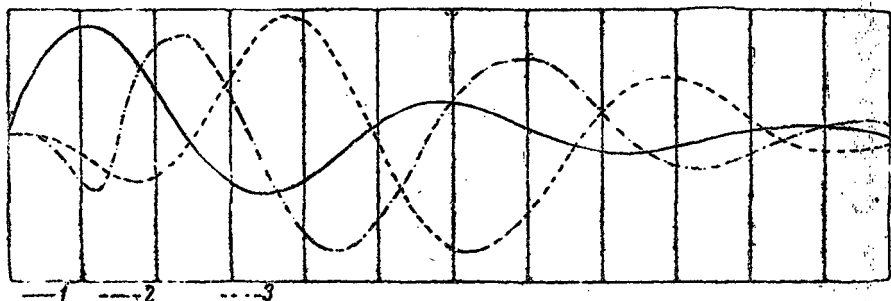
Моменты  $t_1, t_2, \dots$  брались через равные промежутки времени 2 миллисекунды и составлялись по осциллограммам таблицы значений  $h(t)$  для этих моментов.

Импульс на входе канала  $x(t)$  задавался в виде аналитического выражения (см. ниже). Для этих аналитических выражений вычислялись последовательные разности  $(\Delta x)_i = x(t_i) - x(t_{i-1})$  и эти значения вписывались в другую таблицу в порядке, обратном их последовательности во времени. Эти две таблицы прикладываются друг к другу краями, и противостоящие цифры перемножаются. Сначала первая цифра первой таблицы прикладывается к последней цифре второй таблицы, и перемножение их дает  $h(0) \cdot x(0)$ . Затем таблицы последовательно перемещаются на одну строку друг относительно друга. Попарное перемножение значений  $h$  и  $\Delta x$  и последующее суммирование дает последовательные значения  $\xi(t)$  согласно (9). Это умножение и суммирование выполняется непрерывным счетом на арифмометре.

Аналитическое выражение для импульса на входе бралось первоначально двух видов: затухающий синусоидальный:  $x = e^{-\lambda t} \sin \omega t$  и так

называемый импульс Берлаге  $x = te^{-\lambda t} \sin \omega t$ . Этот последний тип был предложен [9] на основании того, что затухающая синусоида имеет угловую точку при  $t = 0$ , что не согласуется ни с экспериментальными, ни с теоретическими данными. Таким образом эта поправка существенна лишь для окрестностей точки  $t = 0$ . С другой стороны форма, представляемая импульсом Берлаге, носит вполне определенный специальный характер (при малом  $\lambda$  представляет разрастающиеся волны), в то время как одна или несколько наложенных затухающих синусоид дают при надлежащем подборе параметров весьма разнообразие по форме импульсы. В силу этого, мы от применения импульса Берлаге отказались, предпочитая производить исследование начальной фазы импульса отдельно, применяя особые аналитические выражения.

Приводимые ниже результаты относятся к фильтрации, соответствующей положению 1—7 переключателя фильтрации у обычного усилителя У-3-5 (переходные емкости по 0,1  $\mu\text{F}$  в каждом каскаде). Анодный фильтр состоит из конденсаторов по 0,25  $\mu\text{F}$  в первых двух каскадах и 1  $\mu\text{F}$  в третьем каскаде, шунтирующих анодную нагрузку.



Фиг. 1. Затухающая синусоида  $x = e^{-\lambda t} \sin \omega t$ ;  $\lambda = 0,2 \omega$

1—импульс на входе; 2—импульс на выходе (фильтрация 1—7 без анодных фильтров); 3—импульс на выходе (фильтрация с анодными фильтрами).

На приводимых ниже графиках вертикальные черты изображают марки времени, проведенные через 0,01 сек., как обычно на сейсмограммах. На фиг. 1 и 2 изображены искажения слабо затухающего импульса ( $\lambda = 0,2 \omega$ ), причем на фиг. 1 период равен 0,048 сек., что примерно соответствует видимому периоду в начальной фазе кривой  $h(t)$ , при отсутствии анодного фильтра, а на фиг. 2 период составляет 0,036 сек. Амплитуды и формы записи существенно не отличаются от предыдущего, что доказывает отсутствие заметных резонансных явлений.

На фиг. 3 изображено искажение быстро затухающего импульса. На графике хорошо видно увеличение длительности импульса при прохождении через регистрирующий канал.

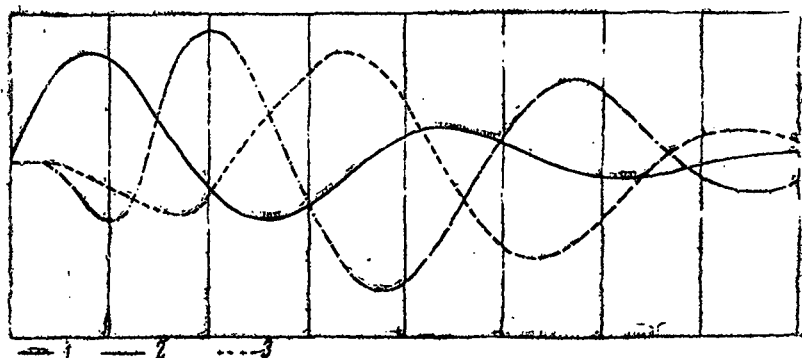
Влияние анодного фильтра сказывается чрезвычайно резко в явлении „запаздывания“ импульса на выходе, по сравнению с входом и в уничтожении резкости вступления.

На фиг. 4, 5 и 6 изображены искажения начальной фазы импульса.



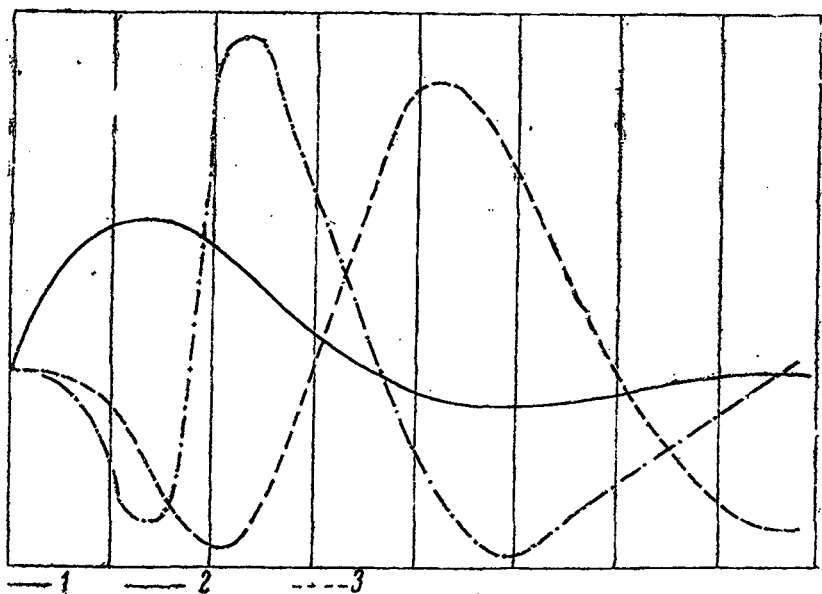
Предполагается, что движение в этом импульсе настолько медленно, что начальная фаза сравнима по длительности с собственным процессом

На фиг. 4 эта начальная фаза представляет мгновенный скачок, так что кривая на выходе соответствует функции  $h(t)$ .



Фиг. 2. Затухающая синусоида  $x=e^{-\lambda t} \sin \omega t$ ;  $\lambda=0,2 \omega$ .

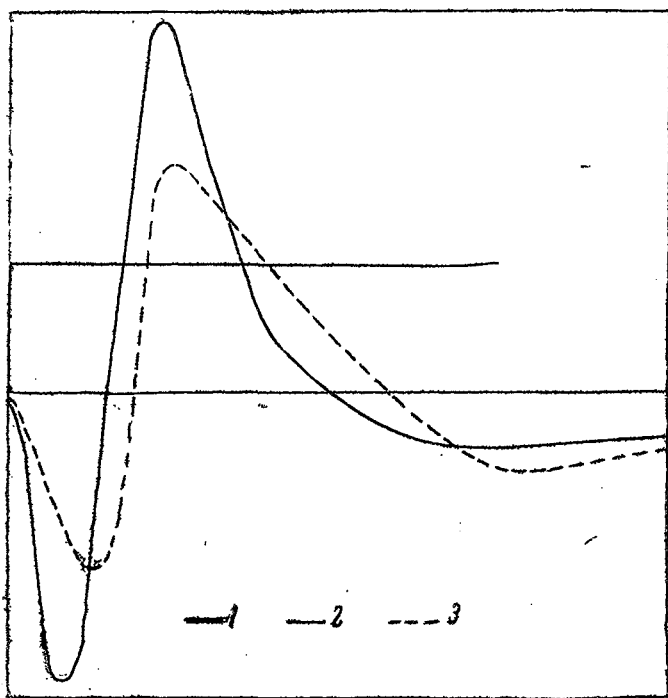
1—импульс на входе; 2—импульс на выходе (фильтрация 1—1 без анодных фильтров); 3—импульс на выходе (фильтрация 1—1 с анодными фильтрами).



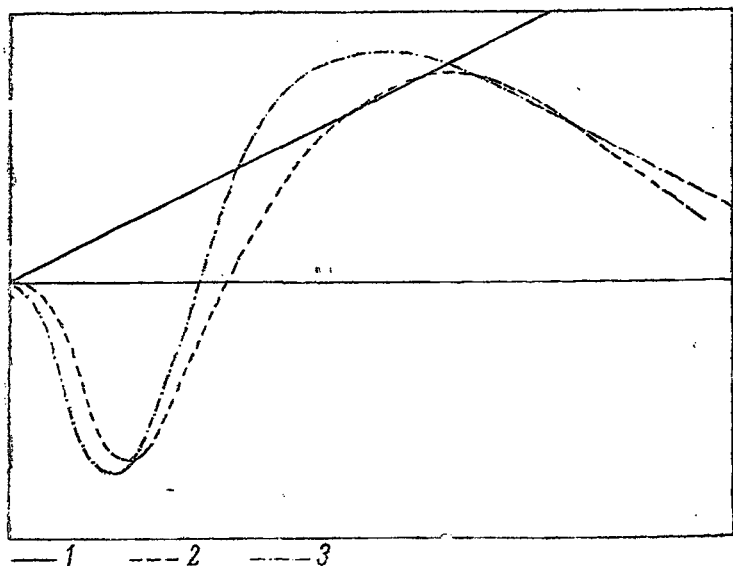
Фиг. 3. Затухающая синусоида  $x=e^{-\lambda t} \sin \omega t$ ;  $\lambda=0,5 \omega$ .

1—импульс на входе; 2—импульс на выходе (фильтрация 1—1 без анодных фильтров); 3—импульс на выходе (фильтрация с анодными фильтрами).

На фиг. 5 начальная фаза представляет собой нарастание по линейному закону с угловой точкой в начале. Такой вид приближенно имеет начальная фаза синусоидальный импульс. Наконец, на фиг. 6 изобра-



Фиг. 4. Искажение ступенеобразного импульса.  
 1—импульс на входе; 2—фильтрация 1—1; 3—фильтрация 2—2  
 (2 и 3—без анодных фильтров).

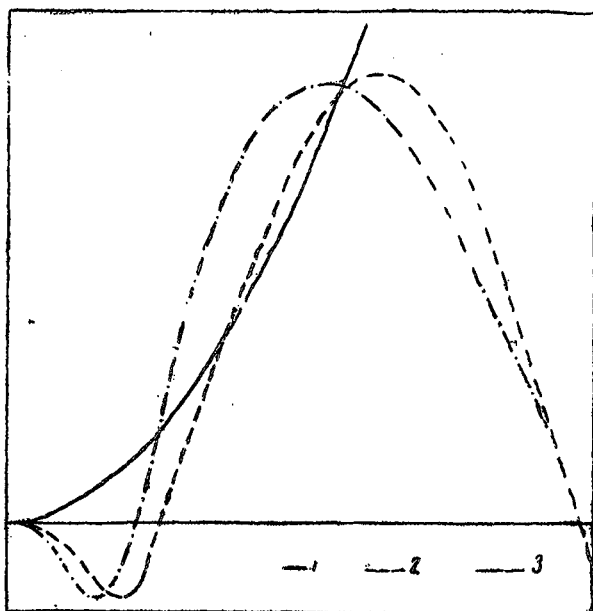


Фиг. 5. Линейное нарастание  $x=kt$ .  
 1—импульс на входе; 2—фильтрация 1—1; 3—фильтрация 2—2  
 (2 и 3—без анодных фильтров).

жено нарастание по параболическому закону, как в импульсе Берлаге. Так называемый „порядок разрыва“ равен в первом случае нулю, единице — во втором и двум — в третьем случае. Соответствующие импульсы на выходе пропорциональны выражениям:

$$h(t); \int_a^t h(t) dt \text{ и } \int_0^t \int_0^{\tau} h(t) dt d\tau$$

На этот раз сравнению подвергались искажения при фильтрации 1—1 и 2—2 в обоих случаях без анодных фильтров. Разница, в смысле увеличения резкости вступления при повышении фильтрации, весьма



Фиг. 6. Нарастание по параболическому закону  $x=kt^2$ .  
1—импульс на входе; 2—фильтрация 1—1; 3—фильтрация 2—2  
(2 и 3—без анодных фильтров).

заметна при  $h=0$  и почти не ощутима при более высоких порядках разрыва, подтверждая тем самым выведенные раньше автором теоретическое условие (10), при котором начинает эффективно действовать высокочастотная фильтрация:  $S \gg h$ , где  $S$  — логарифмическая крутизна частотной характеристики.

## ЛИТЕРАТУРА

1. D. H. Gardner — «Measurement of Relative Ground Motion in Reflection Recording». *Geophysics*, 3, 1, 40 (Jan. 1938).
2. А. А. Харкевич — «Теория электроакустической аппаратуры», стр. 23, 1940.
3. М. Л. Антокольский — «Поляризационный фотогенератор». Бюллетень СГО ГСГТ № 1, 1939.
4. М. Л. Антокольский — «Новый метод испытания электромагнитных сейсмографов». Изв. Ак. Наук СССР, серия географич. и геофизич. № 5, стр. 759, 1940.
5. R. G. Piety — «Interpretation of the Transient Behaviour of the Reflection Seismograph». *Geophysics*, 7, 2, 123 (Apr. 1942).
6. J. A. Sharp — «The Production of Elastic Waves by Explosion». *Geophysics*, 7, 2, 144 (Apr. 1942).
7. А. В. Римский-Корсаков и Н. Д. Шумова — «Об одном методе снятия частотных характеристик. Журнал техн. физики, т. 7, 16, стр. 1478, 1938.
8. H. P. Berlage jun — «Handbuch der Geophysik», Bd. IV, 369 (1930).