Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского
Радиофизический факультет

Кафедра акустики

Отчет по лабораторной работе №1

Исследование акустического поля в однородной среде с плоской границей

Выполнили студенты 440 группы
Виноградов И.Д., Шиков А.П.

Нижний Новгород, 2019

Цель работы: Исследование пространственного распределения звукового поля источника, находящегося в однородной среде вблизи гладкой поверхности раздела воздух-вода.

1. Теоретическая часть

Рассмотрим отражение и преломление сферической волны на плоской границе раздела двух сред. Можно показать, что поле в точке B будет суперпозицией полей двух ненаправленных источников - реального O, и мнимого O', расположенного над поверхностью воды, и излучающего в противофазе реальному (см. рис.1). Поле мнимого источника

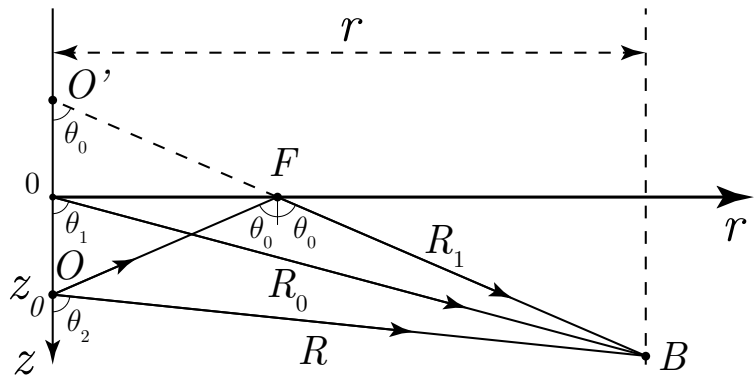

Рис. 1: Расоложение излучателя O и точки наблюдения B по отношению к границе раздела

соответствует полю, отраженному от границы раздела двух сред. Тогда для амплитуды суммарного давления запишем:

$$P = \frac{e^{ikR}}{R} - \frac{e^{ikR_1}}{R_1}, \quad R^2 = r^2 + (z - z_0)^2, \quad R_1^2 = r^2 + (z + z_0)^2 \tag{1}$$

Модуль амплитуды давления в таком случае имеет вид:

$$|P(h, R)| = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \frac{1}{R_1^2} - \frac{2}{R_1 R}\cos k\Delta R}, \quad \Delta R = R - R_1, \tag{2}$$

где k - волновое число. При достаточно большом удалении ($R \gg z_0$), а также выполнении условия зоны Фраунгофера $\frac{kz_0^2}{R_0} \ll 1$ можно свести выражения (1) и (2) к более простому виду:

$$P = -\frac{2i}{R_0}\sin(kz_0\cos\theta_1)e^{ikR_0} \tag{3}$$

$$|P| = \frac{2}{R_0}|\sin(kz_0\cos\theta_1)| \tag{4}$$

Характеристика направленности системы из излучателя и поверхности воды имеет вид (5).

$$\mathcal{F} = 2|\sin(kz_0\cos\theta_1)| \tag{5}$$

2. Экспериментальная часть

Описание установки Установка представляет собой устройство для излучения и приема акустических импульсов прямоугольной формы с ВЧ заполнением, расположенные внутри бассейна с водой. Используется импульсный режим работы, так как при работе в непрерывном режиме трудно разделить полезный и «мещающий» сигнал, многократно отраженный.

Длительность импульсов составляет $\tau \sim 100$ мкс (частота повторения $F \sim 100$ Гц), при этом должно выполняться условие $\omega_c \tau \gg 1$, т.е. внутри импульса должно содержаться большое количество периодов ВЧ-колебания, поэтому рабочая частота заполнения выбрана $f = 1$ МГц, длина волны в таком случае составляет $\lambda = 1.5$ мм.

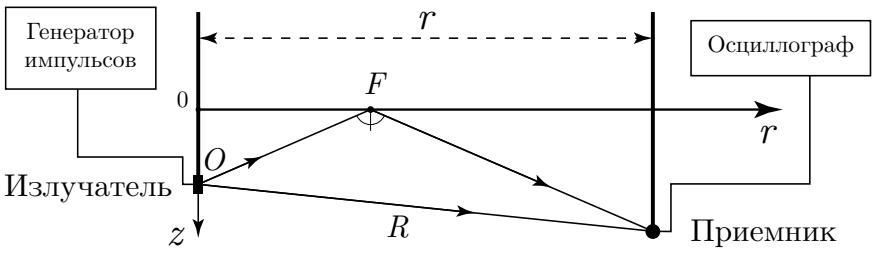

Рис. 2: Принципиальная схема установки

2.1. Диаграмма направленности излучателя

Для снятия диаграммы направленности, излучатель был погружен в воду на глубину 15 см. Приемный щуп был расположен на той же глубине, а расстояние от приемника определялось несколькими условиями.

Первое - проведение измерений в зоне Фраунгофера, для того, чтобы вести работу с сформировавшимся фронтом волны. Условие выглядит следующим образом:

$$L > \frac{2D^2}{\lambda} \Rightarrow L > \frac{2 \cdot 10^{-4}}{1.5 \cdot 10^{-3}} \simeq 0.13 \text{ м} \tag{6}$$

где L - расстояние между источником и приемником, D - характерный размер источника(10 мм), λ - длина волны излучения ($f = 1$ МГц, $\lambda = 1.5$ мм).

Второе - прямой и отраженный импульс должны полностью разделяться по времени прихода. Чтобы это условие выполнялось, необходимо, чтобы время прихода отраженного импульса t_2 было больше, чем величина $t_1 + \tau$, где t_1 - время прихода прямого импульса, а τ - длительность импульса.

$$t_2 > t_1 + \tau, \quad t_1 = \frac{L}{c}, t_2 = \frac{R_1 + R_2}{c} \tag{7}$$

В достаточно грубом приближении, считая $L \sim 1$ м, а $R_1 + R_2 \sim 1.5$ м, можно получить:

$$\tau < \frac{R_1 + R_2 - L}{c} \simeq \frac{0.5}{1500} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ с} \tag{8}$$

$$\tau < 300 \text{ мкс} \tag{9}$$

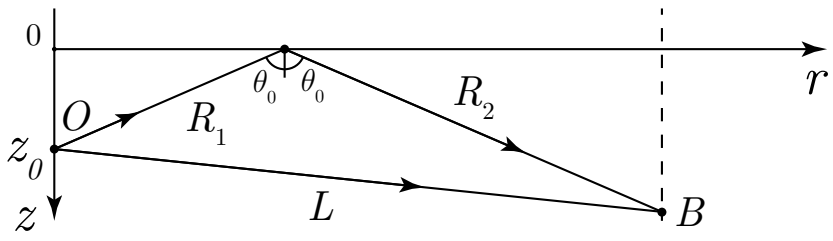

Рис. 3: Схема к рассчету расстояния меджу источником и приемником

В работе использовалось $\tau = 100$ мкс, что удовлетворяет условию (9).

Отнормированная диаграмма направленности излучателя, а также расчитанная теоретически в приближении плоского диска приведены на рис. 4. В качестве теоретической характеристики использовалась характеристика круглой плоской антенны с диаметром d:

$$b(\theta) = \frac{2J_1[\frac{\pi d}{\lambda}\cos\theta]}{\frac{\pi d}{\lambda}\cos\theta}, \tag{10}$$

где J_1 - функция Бесселя первого порядка. Отметим, что аргумент θ был смещен на $\frac{\pi}{2}$, так как в таком виде функция Бесселя правильнее описывает диаграмму направленности. Такое смещени можно делать, так как ноль по значению угла выбирался нами произвольно, и может не совпадать с тем, как выбирался ноль при выводе уравнения (10).

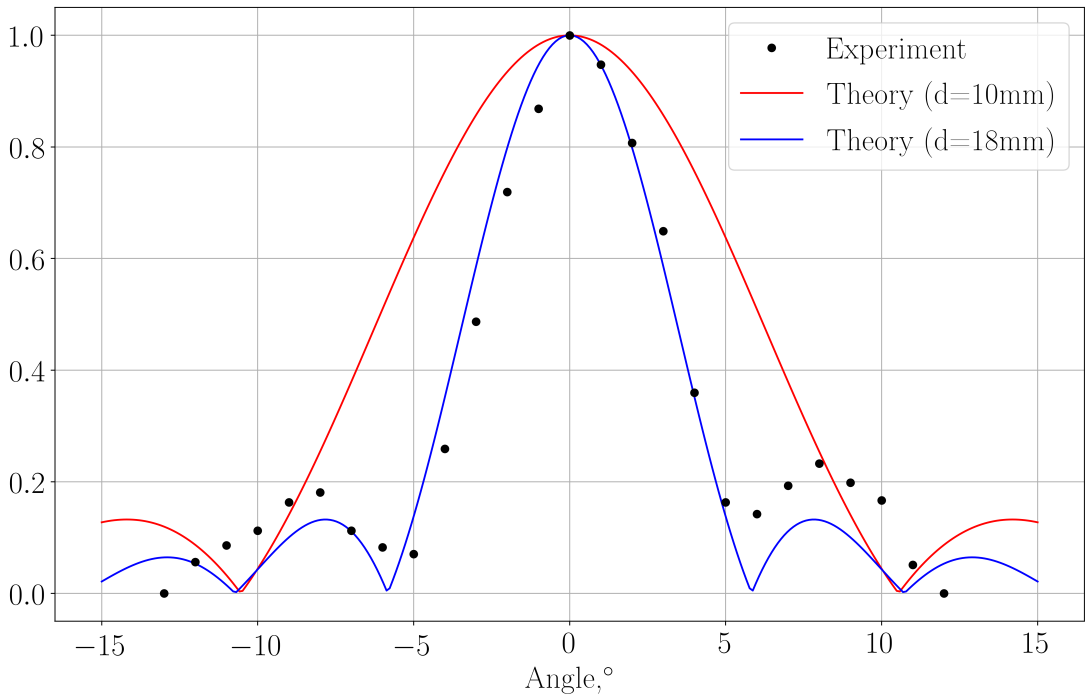

Рис. 4: Нормированная диаграммма направленности излучателя, и теоретическая характеристика для плоского диска диаметром d

Экспериментальная зависимость достаточно хорошо описывается приближением для плоского диска, однако имеет некоторую степень несимметричности, что нормально для

реальных излучателей. Определенный эффективный диаметр излучателя составляет $d =$ 18 мм.

2.2. Исследование распределения звукового давления

Рис. 5: Схема постановки эксперимента

Излучатель был расположен на глубине $\sim 3-4$ см, чтобы полностью быть погруженным в воду. С помощью приемного щупа было произведено исследовано распределение звукового давления в ванне, были произведены три продольных разреза на глубинах $h = 1, 2.5, 4$ см, и три вертикальных среза на расстояниях $l = 70, 100, 130$ см.

Теоретическое значение для модуля амплитуды суммарного давления рассчитывалось по формуле (11):

$$|P(h,R)| = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \frac{1}{R_1^2} - \frac{2}{R_1 R}\cos k\Delta R}, \quad \Delta R = R - R_1, \tag{11}$$

где $R^2 = l^2 + (h - z_0)^2$, а $R_1^2 = l^2 + (h + z_0)^2$, k - волновое число. Также использовалась приближенная формула (12) (приведена на рис. 7), однако использовалась только один раз, для сравнения, так как практически не отличается от (11).

$$|P| = \frac{2}{R_0}|\sin(kz_0\cos\theta_1)| \tag{12}$$

Амплитуды максимумов и минимумов для продольных срезов приведены на рис. 6, 7, 8. По снятым экспериментальным данным была определена глубина погружения эффективного центра излучателя $z_0 \in [3.25, 4.2]$ см.

В целом наблюдается достаточное хорошее совпадение эксперимента с теорией. В местах, где амплитуда минимумов не равна нулю, преимущестсвенно играют роль шумы. Не совпадение по абсолютным значением можно объяснить нормировкой, и тем фактом, что непосредственно измеряемой в эксперименте величной была амплитуда напряжения, а в теории рассчитывается амплитуда давления.

Амплитуды максимумов и минимумов для вертикальных срезов приведены на рис. 9, 10, 11. Полученные экспериментально вертикальные срезы также достаточно хорошо совпадают с теоретическими ожаданиями. Чем дальше от источника проводились измерения, тем реже чередовались минимумы и максимумы. При это частота чередования менялась мало, что свидетельствует о достаточно большой плотности лепестков диаграммы направленности системы из реального и мнимого источника.

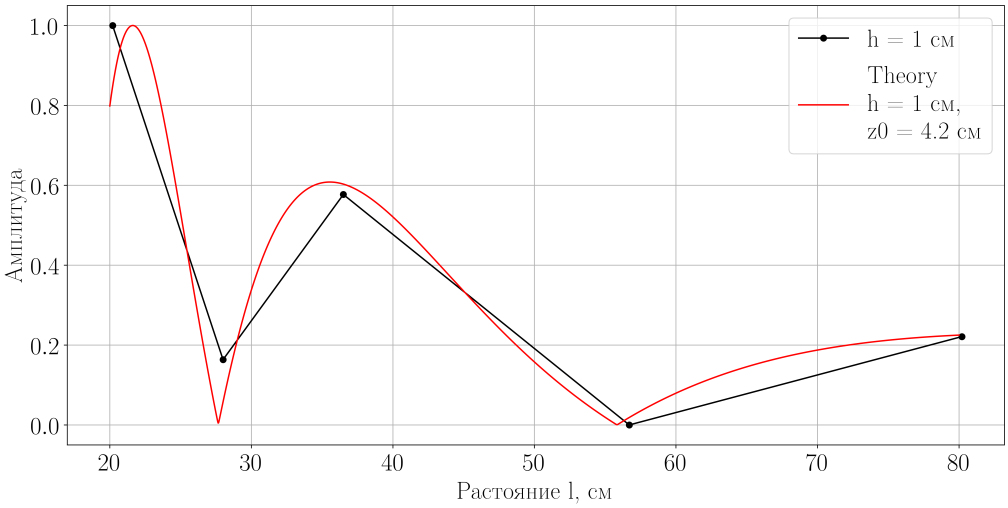

Рис. 6: Амплитуды максимумов и минимумов при продольном срезе, на глубине $h = 1$ см

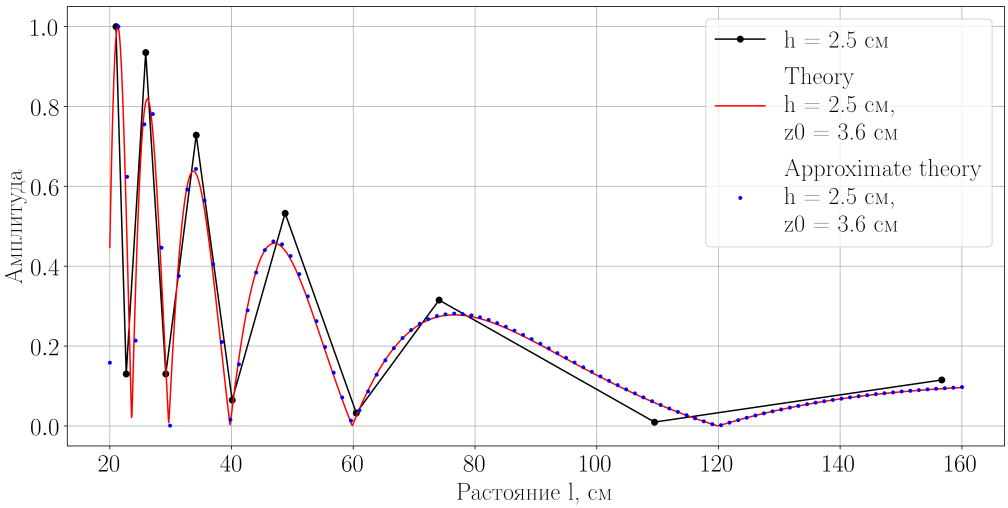

Рис. 7: Амплитуды при продольном срезе, на глубине $h = 2.5$ см

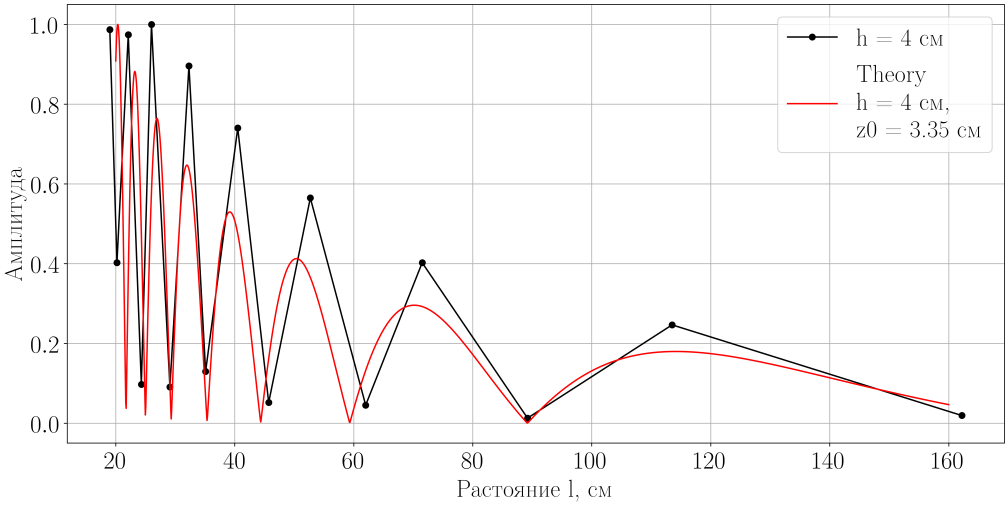

Рис. 8: Амплитуды при продольном срезе, на глубине $h = 4$ см

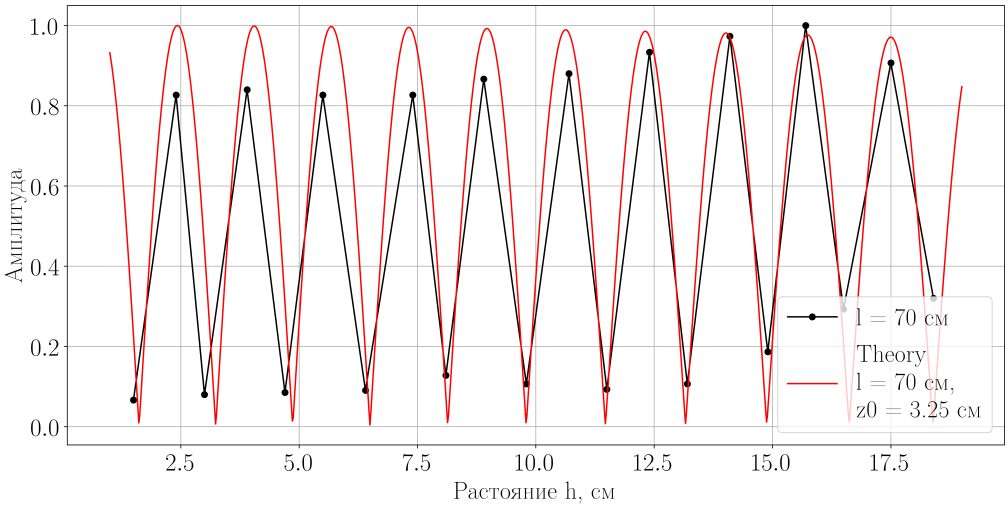

Рис. 9: Амплитуды при вертикальном срезе, на расстоянии $l = 70$ см

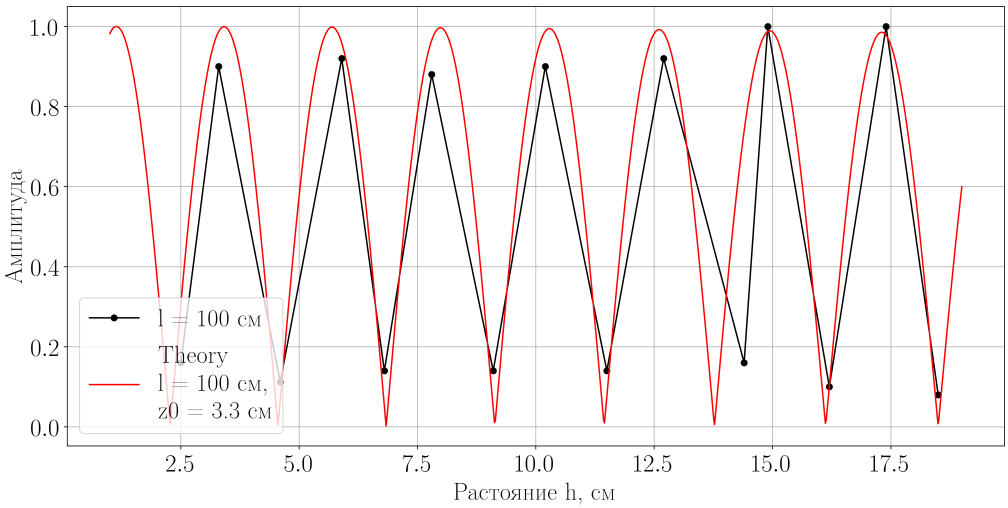

Рис. 10: Амплитуды при вертикальном срезе, на расстоянии $l = 100$ см

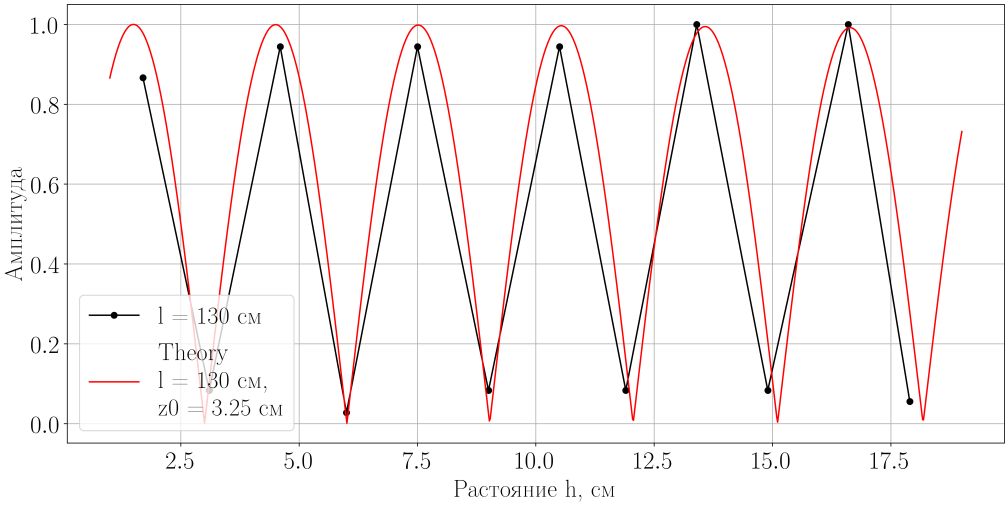

Рис. 11: Амплитуды при вертикальном срезе, на расстоянии $l = 130$ см

2.3. Определение добротности пьезо-излучателя

Для определения добротности излучателя Q, была зафиксирована осциллограмма принимаемого сигнала, приведенная на рис. 12. Как видно в начале и в конце наблюдаются искажения формы импульса, что связано с инертностью мембраны пьезо-излучателя.

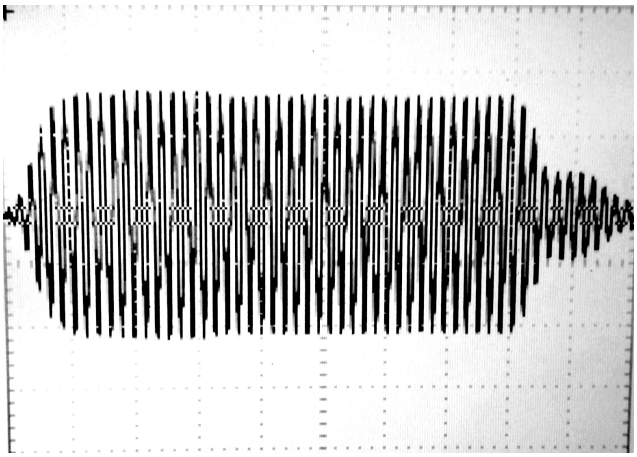

Рис. 12: Осциллограмма принимаемого импульса

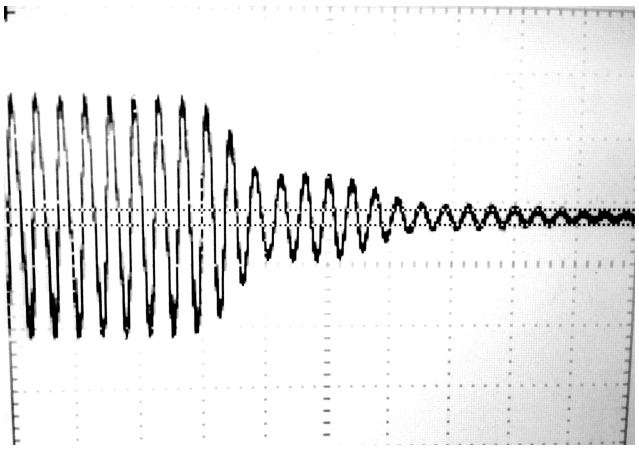

Рис. 13: Осциллограмма окончания принимаемого импульса

Для определения добротности Q воспользуемся формулой

$$Q = \pi N_e, \tag{13}$$

где N_e - число колебаний за время релаксации. Подробнее рассмотрим принимаемый импульс, а именно количество затухающих колебаний за время релаксации (см. рис. 13). В конце импульса количество колебаний $N_e = 8$, добротность в таком случае $Q \simeq 25.2$