

# Отчет о выполнении лабораторной работы 1.4.5

## Изучение колебаний струны

Шубин Владислав, Байбулатов Амир

29 ноября 2023 г.

### 1 Аннотация

В работе изучаются поперечные колебания стальной гитарной струны, натянутой горизонтально и закрепленной между двумя неподвижными зажимами; измеряются собственные частоты колебаний струны и проверяется условие образования стоячих волн; измеряется скорость распространения поперечных волн на струне и исследуется её зависимость от натяжения струны.

Так как поперечные размеры струны малы по сравнению с длиной, то напряжение в струне может быть направлено только *вдоль неё*. В *натянутой струне* возникает *поперечная упругость*, то есть способность сопротивляться всякому изменению формы, происходящему без изменения объёма. При вертикальном смещении произвольного элемента струны, возникают силы, действующие на соседние элементы, и в результате вся струна приходит в движение в вертикальной плоскости, т.е. возбуждение «бежит» по струне. Передача возбуждения представляет собой *поперечные бегущие волны*, распространяющиеся с некоторой скоростью в обе стороны от места возбуждения. В ненапрянутом состоянии струна не обладает свойством поперечной упругости, и поперечные волны на ней невозможны.

## 2 Теоретические сведения

### 2.1 Уравнение волны на струне

Рассмотрим гибкую однородную струну, в которой создано натяжение  $T$ , и получим дифференциальное уравнение, описывающее её малые поперечные свободные колебания. Отметим, что, если струна расположена горизонтально в поле тяжести, величина  $T$  должна быть достаточно для того, чтобы в состоянии равновесия струна *не провисала*, т.е. сила натяжения должна существенно превышать вес струны.

Направим ось  $x$  вдоль струны в положении равновесия. Форму струны будем описывать функцией  $y(x, t)$ , определяющей её вертикальное смещение струны в точке  $x$  в момент времени  $t$  (см. рис. 1).

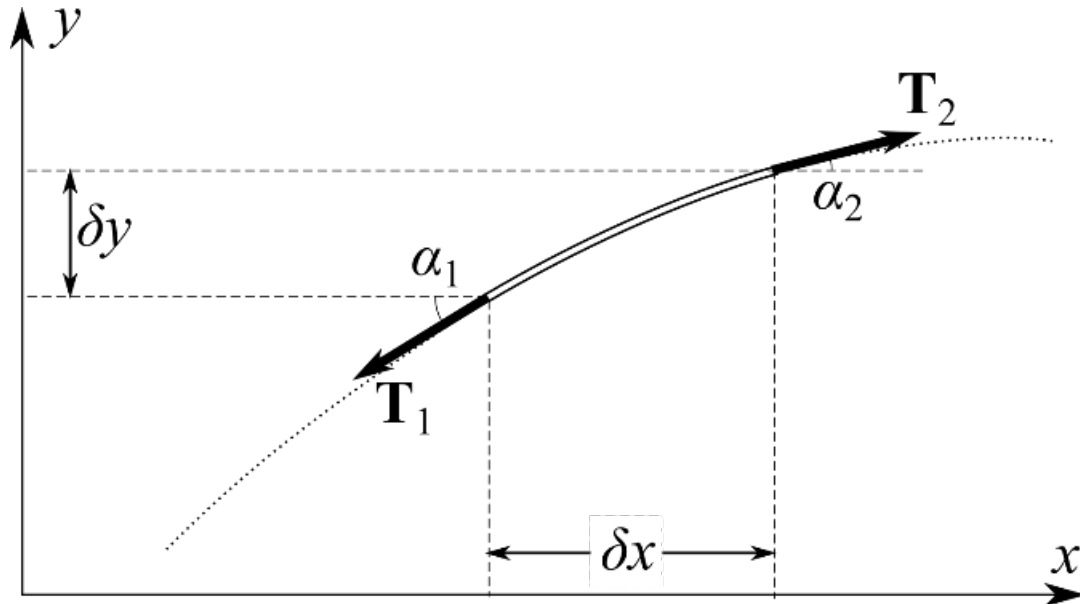


Рис. 1: К выводу уравнения колебаний струны

Рассмотрим элементарный участок струны, находящийся в точке  $x$ , имеющий длину  $\delta x$  и массу

$$\delta m = \rho_l \delta x, \text{ где } \rho_l \text{ [кг/м]} - \text{погонная плотность струны} \quad (1)$$

При отклонении от равновесия на выделенный элемент действуют силы натяжения  $T_1$  и  $T_2$ , направленные по касательной к струне.

Тогда по II закону Ньютона в проекциях на ось  $y$  для элемента получим:

$$\delta m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -T_1 \sin \alpha_1 + T_2 \sin \alpha_2 \quad (2)$$

Так как амплитуда колебаний невелика, то можно пренебречь добавочным напряжением, возникающим из-за удлинения элементов струны и считать силу  $T$  натяжения нити постоянной по модулю. Также можно считать углы отклонения  $\alpha$  струны от оси  $x$  малыми, поэтому  $\text{tg } \alpha \approx \sin \alpha \approx \alpha$ .

Устремим  $\delta x$  к нулю и найдем окончательно уравнение свободных малых поперечных колебаний струны:

$$\rho_l \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \approx T \frac{\partial \alpha}{\partial x} = u^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}, \quad \left( u = \sqrt{\frac{T}{\rho}} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = u^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \quad - \quad \text{волновое уравнение.} \quad (4)$$

## 2.2 Бегущие волны

Рассмотрим произвольную функцию вида  $y = f(x - ut)$ . Подставляя её в уравнение (4), убеждаемся, что она является решением при любом  $f$ :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = (-u)^2 f'' = u^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}, \text{ где штрих обозначает производную по аргументу } \xi = x - ut. \quad (5)$$

Считая аргумент функции  $f$  постоянным  $x - ut = \text{const}$  и дифференцируя по времени получим:  $dx = u dt = 0$ , откуда  $\frac{dx}{dt} = u$ .

Общее же решение волнового уравнения представимо в виде суперпозиции двух волн произвольной формы, бегущих вдоль оси  $x$  со скоростями  $\pm u$ :

$$y(x, t) = y_1(x - ut) + y_2(x + ut), \quad u - \text{скорость волны, } y_1 \text{ и } y_2 - \text{произвольные функции} \quad (6)$$

Вид  $y_1$  и  $y_2$  в конкретной задаче определяется из начальных и граничных условий.

В данной работе будут изучаться *гармонические волны*:

$$y(x, t) = a \cos [k(x - ut)] + b \cos [k(x + ut)] = a \cos (\omega t - kx) + b \cos (\omega t + kx) \quad (7)$$

Здесь  $\omega$  - циклическая частота колебаний, а  $k = \frac{\omega}{u} = \frac{2\pi}{\lambda}$  - *пространственная частота* волны. ( $\lambda$  - длина волны).

## 2.3 Собственные колебания струны. Стоячие волны

Найдем вид свободных колебаний струны с *закрепленными концами*. Пусть струна закреплена в точках  $x = 0$  и  $x = L$ . Тогда из условия  $y(0, t) = 0$  ( $\forall t$ ), и уравнения 7 получим:

$$a \cos(\omega t) + b \cos(\omega t) = 0 \Rightarrow a = -b \quad (8)$$

Тогда:

$$y(x, t) = a(\cos(\omega t - kx) - \cos(\omega t + kx)) = 2a \sin kx \cdot \sin \omega t \quad (9)$$

Видно, что данная волна получается в результате суперпозиции двух гармонических бегущих навстречу друг другу волн с равными амплитудами. Такая волна называется *стоячей*. Вся струна колеблется с циклической частотой  $\omega$ . При этом амплитуда колебаний распределена по струне по закону:  $y_m(x) = 2a \sin kx$ . В точках, где  $\sin kx = 1$ , амплитуда колебаний максимальна (*пучности волны*). Точки, у которых  $\sin kx = 0$  не колеблются вовсе (*узлы волны*). Точки струны между двумя соседними узлами всегда колеблются в одной фазе, то есть в любой момент времени их скорости сонаправлены.

Используем второе граничное условие  $y(L, t) = 0$  ( $\forall t$ ) (точки крепления струны должны быть узлами стоячей волны):

$$\sin kL = 0 \Rightarrow kL = n \frac{\pi}{2}, \quad n \in \mathbb{N} \quad (10)$$

Тогда:

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}, \quad n \in \mathbb{N} \quad (11)$$

Как видно, параметр  $n$  определяет число полувольт (то есть пучностей), которые умещаются на струне. Так как длина волны однозначно связана с её частотой, то струна может колебаться только с определёнными частотами:

$$v_n = \frac{u}{2L} n \quad (12)$$

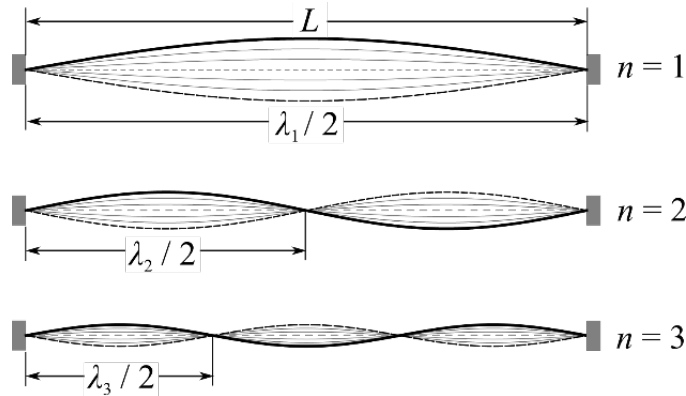


Рис. 2: Стоячие волны (собственные моды колебаний струны) для  $n = 1, 2, 3$

Спектр собственных частот  $v_n$  колебаний струны зависит только от её натяжения, линейной плотности и длины и, в случае малых гармонических колебаний, не зависит от модуля Юнга материала струны.

## 2.4 Возбуждение колебаний струны. Резонанс

При колебаниях реальной струны всегда имеет место потеря энергии. Поддержание незатухающих колебаний в струне может осуществляться точечным источником, в качестве которого в данной работе используется электромагнитный вибратор. Для эффективной раскачки колебаний используется явление резонанса - необходимо, чтобы вынуждающая частота  $\nu$  вибратора совпала с одной из собственных частот  $\nu_n$  струны. Тогда в любой момент времени потери энергии будут компенсироваться поступающей от возбудителя колебаний энергией, процесс становится стационарным и можно наблюдать стоячие волны.

Также стоит отметить, что в идеальном случае поток энергии вдоль стоячей волны отсутствует (в каждом участке между узлами кинетическая энергия переходит в потенциальную и наоборот). Однако, энергия от вибратора должна каким-то образом доходить до удалённых от него частей струны, поэтому в реальности помимо стоячей волны, есть ещё и малая бегущая компонента, которая и переносит энергию источника. Если потери энергии за период малы по сравнению с запасом колебательной энергии в струне, то искажение стоячих волн бегущей волной не существенно — наложение бегущей волны малой амплитуды на стоячую визуально приводит к незначительному «размытию» узлов (амплитуда колебаний в узлах совпадает с амплитудой бегущей компоненты волны).

Для достижения максимальной раскачки колебаний, необходимо располагать возбуждающий контакт вблизи узловых точки (но не строго в ней). Действительно, предположим, что вибратор способен раскачать соответствующий элемент струны до амплитуды  $A$ . Если  $x_0$  - расстояние от него до пучности, то из формулы (9):

$$A = 2a \sin kx_0 \Rightarrow a = \frac{A}{2 \sin kx_0}$$

Отсюда видно, что расстояние  $x_0$  следует устремлять к нулю.

Наконец отметим, что в ходе работы необходимо добиться того, чтобы колебания были *линейно поляризованы*, то есть чтобы струна колебалась в одной плоскости. Также необходимо обеспечить малость амплитуды колебаний - в противном случае волновое уравнение (4) будет неприменимо.

### 3 Оборудование и инструментальные погрешности

**Оборудование:** звуковой генератор, двухканальный осциллограф, частотомер, набор грузов, станина, с закрепленной на ней струной.

- Точность измерения массы грузов  $\pm 0,1$  г.
- Точность измерения с помощью линейки  $\pm 0,1$  см.
- Точность измерения частот  $\pm 0,1$  Гц.

## 4 Результаты измерений и обработка данных

### 4.1 Описание экспериментальной установки

Схема установки приведена на 3. Стальная гитарная струна 1 закрепляется в горизонтальном положении между двумя стойками с зажимами 2 и 3, расположенными на массивной станине 4. Один конец струны закреплен в зажиме 2 неподвижно. К противоположному концу струны, перекинутому через блок, прикреплена платформа с грузами 5, создающими натяжение струны. Зажим 3 можно передвигать по станине, устанавливая требуемую длину струны. Возбуждение и регистрация колебаний струны осуществляются с помощью электромагнитных датчиков (вибраторов), расположенных на станине под струной. Электромагнитный датчик 6 подключен к звуковому генератору 7 и служит для возбуждения колебаний 10 струны, частота которых измеряется с помощью частотомера 10 (в некоторых установках частотомер встроен в генератор). Колебания струны регистрируются с помощью электромагнитного датчика 8, сигнал с которого передается на вход осциллографа 9. Разъёмы, через которые датчики с помощью кабелей соединяются с генератором и осциллографом, расположены на корпусе станины.

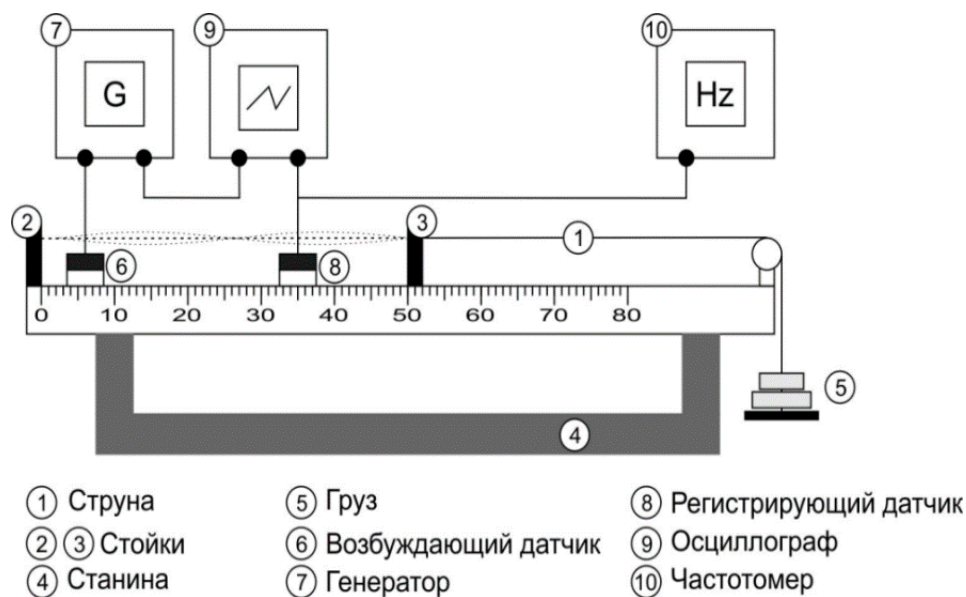


Рис. 3: Экспериментальная установка

## 4.2 Характеристики системы:

$$L = 0.5 \pm 0,001 \text{ м,}$$

$$\rho = 568,4 * 10^{-6} \text{ г/м}$$

## 4.3 Предварительные расчеты:

$$u = \sqrt{\frac{T}{\rho}} \approx 120 \text{ м/с}$$

$$\nu_1 \approx 120 \text{ Гц}$$

## 4.4 Наблюдения:

n	1	2	3
$\nu_n$ ,	128	261	391

Таблица 1: Результаты определения частот 3-х гармоник по частотомеру

## 4.5 Измерения:

n	1	2	3
$M_n$ , г	835.4	1322.8	1820

Таблица 2: Массы нагрузки

N изм.	1	2	3	4	5	6
$\nu$ , Гц	130.0	259.0	388.0	519.0	650.0	780.0

Таблица 3: Результаты измерений частот 6-ти гармоник для  $M_1$

N изм.	1	2	3	4	5	6
$\nu$ , Гц	159.0	319.0	478.0	638.0	799.0	960.0

Таблица 4: Результаты измерений частот 6-ти гармоник для  $M_2$

N изм.	1	2	3	4	5	6
$\nu$ , Гц	185.0	371.0	556.0	742.0	928.0	1116.0

Таблица 5: Результаты измерений частот 6-ти гармоник для  $M_3$

Построим графики зависимостей  $\nu_n(n)$  для каждого из трёх опытов и аппроксимируем их линейной функцией по МНК. Результаты - на 4.

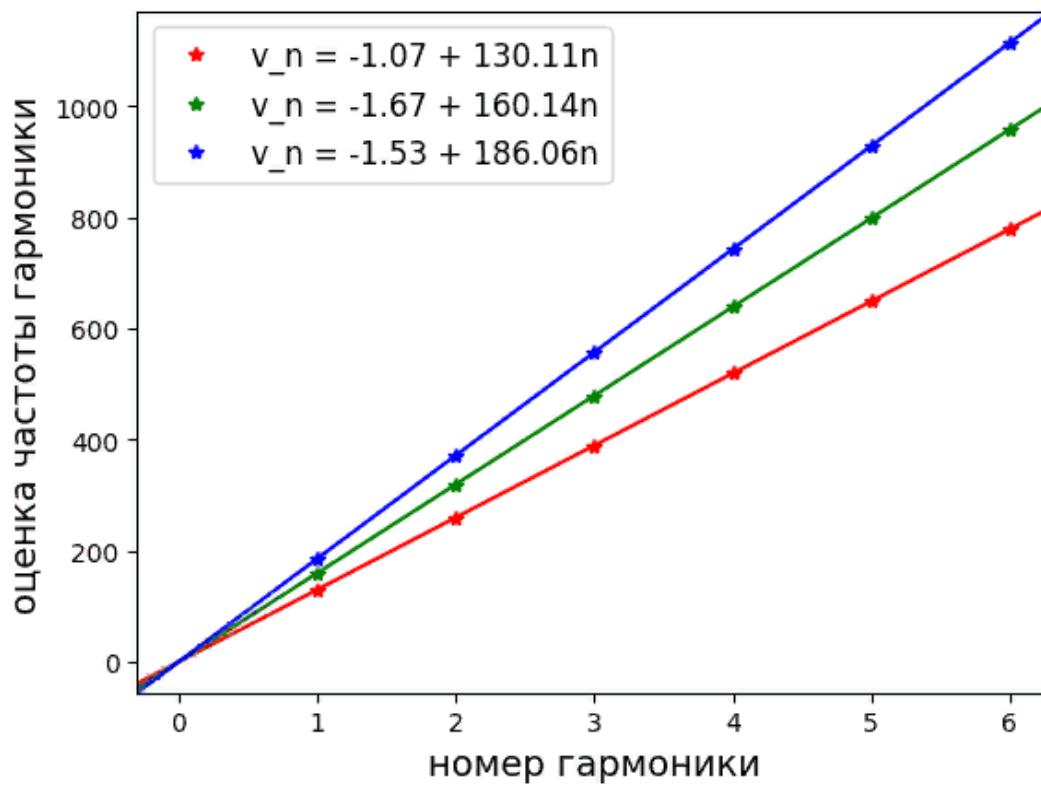


Рис. 4: Графики зависимостей  $v_n(n)$  и их аппроксимация линейной функцией по МНК

Зная угловые коэффициенты  $k$  этих зависимостей, определим скорость распространения волн в струне в каждом случае, как:

$$u = 2kL$$

$$k = \frac{\langle nv \rangle - \langle n \rangle \langle v \rangle}{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}, \quad (13)$$

$$\sigma_k^{\text{случ}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2}{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2} - k^2}, \quad (14)$$

$$\sigma_k^{\text{сист}} = \sqrt{\varepsilon_v^2 + \varepsilon_l^2} \quad (15)$$

$$\sigma_k = \sqrt{\sigma_{\text{случ}}^2 + \sigma_{\text{сист}}^2} \quad (16)$$

Посчитав все погрешности, коэффициенты наклона и из них найдем  $u$ , получаем таблицу:

$T, \text{ Н}$	8.2	13.0	17.8
$u, \text{ м/с}$	130,1	160,1	186,1
$\sigma_u^{\text{случ}}, \text{ м/с}$	0.42	0.37	0.43
$\sigma_u^{\text{сист}}, \text{ м/с}$	2.1	2.1	1.9
$\sigma_u, \text{ м/с}$	2.2	2.1	1.9

Таблица 6: Полученные скорости с погрешностями

Средняя относительная погрешность измерения скорости распространения колебаний  $\varepsilon_u \approx 1,3\%$ .  
Полученные значения скорости:

- $T = 8,2 \text{ Н}$      $u = (130,1 \pm 2,2), \text{ м/с}$
- $T = 13,0 \text{ Н}$      $u = (160,1 \pm 2,1), \text{ м/с}$
- $T = 17,8 \text{ Н}$      $u = (186,1 \pm 1,9), \text{ м/с}$



С помощью полученных данных построим график зависимости  $u^2(T)$ , для того, чтобы найти погонную плотность струны  $\rho_l$ .

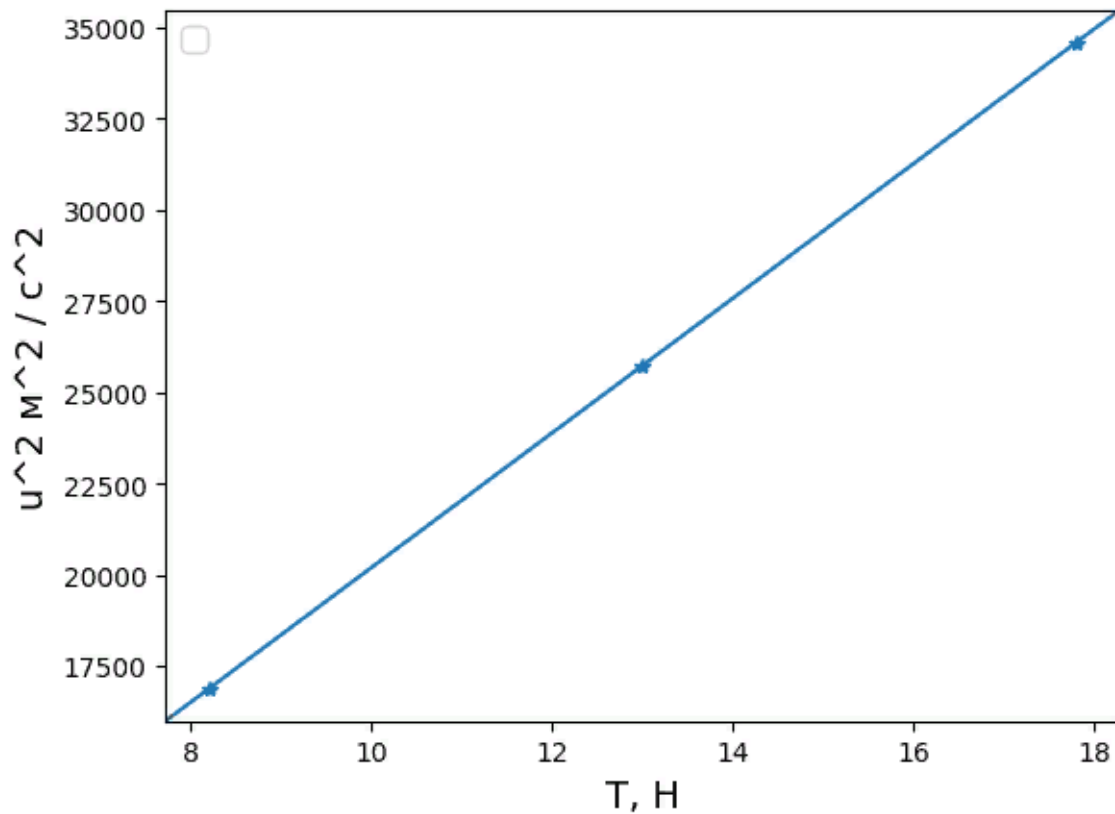


Рис. 5: Зависимость  $u^2$  от  $T$

С помощью формулы скорости через натяжение и погонную плотность, можно понять, что коэффициент наклона  $k$ , для графика 5, будет равен:  $k = \frac{1}{\rho_l}$ .

График был построен по МНК, а значит  $k$  и его погрешность можно найти по формулам:

$$k = \frac{\langle Tu^2 \rangle - \langle T \rangle \langle u^2 \rangle}{\langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2} \approx 1811.5, \frac{\text{м}}{\text{кг}}, \quad (17)$$

$$\sigma_k^{\text{случ}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{\langle u^4 \rangle - \langle u^2 \rangle^2}{\langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2} - k^2} \approx 17.8, \frac{\text{м}}{\text{кг}}, \quad (18)$$

$$\sigma_k^{\text{сист}} = \sqrt{\varepsilon_{u^2}^2 + \varepsilon_T^2} \approx 40, 2, \frac{\text{м}}{\text{кг}}, \quad (19)$$

$$\sigma_k = \sqrt{\sigma_{\text{случ}}^2 + \sigma_{\text{сист}}^2} \approx 44, 0, \frac{\text{м}}{\text{кг}}, \quad (20)$$

Таким образом  $k = (1811.5 \pm 44, 0), \frac{\text{м}}{\text{кг}}$ . Тогда  $\rho_l = (552.0 \pm 16.1), \frac{\text{мг}}{\text{м}}$ .

Полученное значение соответствует истинному значению погонной плотности струны, которая равняется  $\rho_l^{\text{ист}} = 568, 4, \frac{\text{мг}}{\text{м}}$ .

## 5 Заключение

1. Во время выполнения работы было подтверждено несколько теоретических зависимостей между физическими величинами. С точностью  $\varepsilon_{v_1} = 0,015$  подтверждена формула для определения частот гармоник струны. С точностью  $\varepsilon_u = 0,013$  подтверждена формула для определения скорости распространения волны в твердом теле под действием внешней силы.
2. Полученные графики имеют вид, предсказанный теоретически.
3. С точностью  $\varepsilon_{\rho_l} = 0,029\%$  определена линейная плотность струны, значение которой совпало со значением, указанным на данной установке.