

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)  
ФИЗТЕХ-ШКОЛА РАДИОТЕХНИКИ И КОМПЬЮТЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Лабораторная работа № 4.3.2  
**Дифракция света на ультразвуковой волне в жидкости**

Климова Екатерина  
Группа Б01-108

Долгопрудный, 2023 г.

**Цель работы:** изучение дифракции света на синусоидальной акустической решетке и наблюдение фазовой решетки методом темного поля.

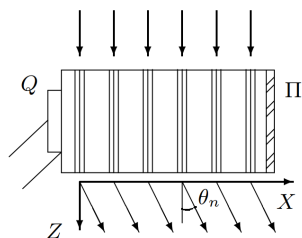
**В работе используются:** оптическая скамья; осветитель; светофильтры; конденсор; щель; два длиннофокусных объектива; кювета с водой; кварцевый излучатель с микрометрическим винтом; генератор ультразвуковой частоты; частотомер; линза; отсчетное устройство; микроскоп.

## 1 Аннотация

В работе предлагается измерить координаты дифракционных полос, образующихся при дифракции света на акустической решетке, а также определить период этой решетки методом темного поля. По результатам измерений рассчитывается скорость ультразвука в воде. Все измерения ведутся на стоячей волне.

## 2 Теоретические сведения

В работе изучается дифракция света на фазовой решетке. Фазовая решетка создается в жидкости ультразвуковыми волнами и наблюдается методом темного поля.



**Рис. 1.** Дифракция световых волн на акустической решетке

При прохождении ультразвуковой (УЗ) волны через жидкость в ней возникают периодические оптические неоднородности, обусловленные разницей значений коэффициента преломления в областях сжатия и разрежения. Эти периодические неоднородности играют роль своеобразной дифракционной решетки для проходящего сквозь жидкость света.

Пусть УЗ-волна распространяется вдоль оси  $X$  (рис. 1) в жидкости, налитой в стеклянную кювету. В направлении оси  $Z$  сквозь жидкость проходит световая волна, испытывающая дифракцию на акустической решетке. Поскольку скорость света значительно больше скорости звука, акустическую решетку можно считать неподвижной. Вызванное ультразвуком возмущение показателя преломления жидкости в нашем случае очень мало. При этом естественно сделать предположение, что акустическую решетку можно рассматривать как тонкий фазовый экран.

При небольших амплитудах звуковой волны показатель преломления жидкости  $n$  меняется по закону

$$n = n_0(1 + m \cos \Omega x), \quad (1)$$

где  $\Omega$  — волновое число для УЗ-волны ( $\Omega = 2\pi/\Lambda$ ),  $\Lambda$  — длина УЗ-волны,  $m$  — глубина модуляции показателя преломления, определяемая интенсивностью ультразвуковой волны ( $m \ll 1$ ).

Пусть фаза световых колебаний на передней поверхности жидкости равна нулю. Тогда на задней поверхности (т. е. в плоскости  $z = 0$ ) она равна

$$\varphi = knL = \varphi_0(1 + m \cos \Omega x, \quad (2)$$

где  $L$  — толщина слоя жидкости в кювете,  $k$  — волновое число для света ( $k = 2\pi/\lambda$ ),  $\lambda$  — длина световой волны,  $\varphi_0 = kn_0L$ . Таким образом, в плоскости  $z = 0$  фаза световых колебаний является периодической функцией координаты  $x$ , иными словами — УЗ-волна в жидкости создает фазовую дифракционную решетку.

Можно сформулировать качественный критерий, при выполнении которого можно считать акустическую решетку чисто фазовой, то есть рассматривать ее как тонкий фазовый экран. Для нашей задачи условие тонкого транспаранта можно записать в виде

$$m \ll \frac{\Lambda}{L} \sqrt{\frac{\lambda}{L}}. \quad (3)$$

Таким образом, чисто фазовая акустическая решетка реализуется лишь на достаточно слабой УЗ-волне. При повышении мощности ультразвука акустическая волна начинает работать как сложная амплитудно-фазовая решетка.

После прохождения через кювету световое поле представляет совокупность не трех, а большого числа плоских волн, распространяющихся под углами, определяемыми условием

$$\Lambda \sin \Theta_m = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (4)$$

Каждая из этих волн соответствует одному из максимумов в дифракционной картине Фраунгофера.

Определяя на опыте положение дифракционных максимумов различного порядка, можно по формуле (4) найти длину  $\Lambda$  УЗ-волны и вычислить скорость  $v$  распространения ультразвуковых волн в жидкости, если известна частота  $\nu$  колебаний кварцевого излучателя:

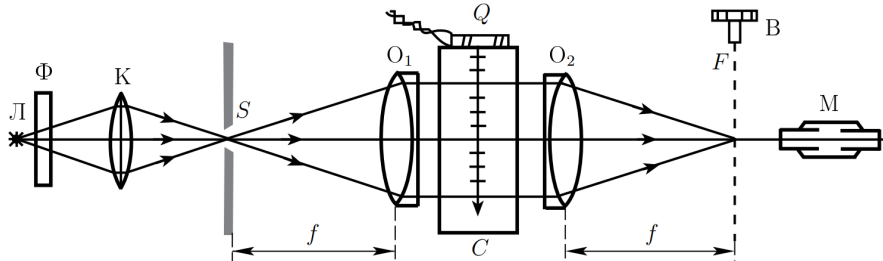
$$v = \Lambda\nu. \quad (5)$$

Рассматриваемая теория применима как для бегущих, так и для стоячих ультразвуковых волн. Стоячие УЗ-волны образуются при наложении волны, идущей от излучателя, и волны, отраженной от задней стенки кюветы. Если же заднюю стенку кюветы покрыть слоем пористой резины (слой П на рис. 1), то волна от нее не отражается и в кювете образуется практически чистая бегущая волна. Следует иметь в виду, что в стоячей волне амплитуда изменения давления (а следовательно, и коэффициента преломления) больше, чем в бегущей волне, создаваемой тем же излучателем. В связи с этим дифракционная картина в первом случае содержит большее число максимумов.

## 3 Экспериментальная установка

### 3.1 Наблюдение дифракции на акустической решетке

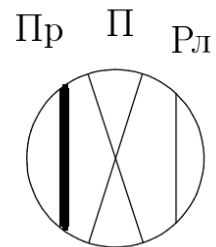
Экспериментальная установка для наблюдения дифракции света на УЗ-волнах изображена на рис. 2:



**Рис. 2.** Схема наблюдения дифракции на акустической решетке

Источник света Л через светофильтр Ф и конденсор К освещает щель S, которая расположена в фокусе объектива  $O_1$ . Выходящий из объектива параллельный пучок света проходит через кювету C перпендикулярно направлению распространения УЗ-волн. Эти волны возбуждаются в жидкости пьезокварцевой пластинкой Q, прикрепленной к стенке кюветы. На кварцевую пластинку подается синусоидальное напряжение ультразвуковой частоты от генератора (на рис. 2 не показан). В результате взаимодействия света с ультразвуковой волной в фокальной плоскости второго объектива  $O_2$  образуется дифракционная картина, наблюдаемая при помощи микроскопа M. При этом обязательно применяют монохроматическое излучение (красный светофильтр).

Дифракционные полосы ориентированы вертикально. Расстояние между ними можно измерить с помощью специального отсчетного устройства с микрометрическим винтом В. Этот винт передвигает размещенные на стекле отсчетного устройства (рис. 3) тонкую реперную линию Рл, перекрестие П и толстую проволоку Пр, которая используется в методе темного поля. Все измерительные линии должны быть расположены в плоскости F резкого изображения щели.



**Рис. 3.** Проволока Пр, перекрестие П и реперная линия Рл на стекле отсчетного устройства

Четкость дифракционных полос зависит от ряда факторов, например, от ширины щели S, от ее наклона по отношению к вертикали, от угла наклона кюветы к падающему лучу и т. д.

Длина  $\Lambda$  УЗ-волны определяется по формуле (4):

$$\Lambda \sin \Theta_m = m\lambda;$$

в силу малости углов  $\Theta_m$  окончательное выражение может быть представлена в виде

$$l_m = mf \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (6)$$

где  $l_m$  — измеренное на опыте линейное расстояние между  $m$ -м и нулевым максимумами, а  $f$  — фокусное расстояние объектива  $O_2$ .

Скорость  $v$  распространения звука в воде можно считать, если известна частота  $\nu$  кварцевого излучателя:  $v = \Lambda \nu$ .

### 3.2 Наблюдение оптических неоднородностей, создаваемых ультразвуковыми волнами в жидкости методом темного поля

Попробуем теперь получить видимое изображение фазовой акустической решетки. Для этого прежде всего необходимо получить в поле зрения микроскопа изображение задней плоскости (считая по ходу световых лучей) кюветы. Это достигается с помощью вспомогательной положительной линзы  $O_1$ , которую располагают на оптической скамье за фокальной плоскостью объектива  $O_2$  (рис. 4).

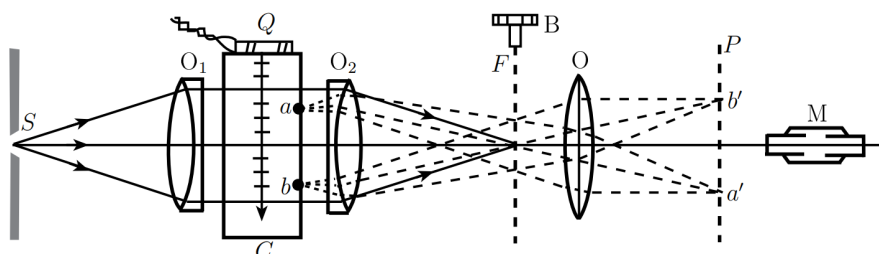


Рис. 4. Схема наблюдения акустической решетки методом темного поля

Перемещая микроскоп вдоль оптической скамьи, фокусируют его на плоскость  $P$ , где расположено четкое изображение  $a'b'$  какого-либо предмета  $ab$ , вплотную прижатого к стенке кюветы. Можно ли теперь увидеть в микроскоп акустическую решетку — УЗ-волну? Ясно, что чисто фазовая решетка является невидимой, если, конечно, выполнено условие (3):  $m \ll \frac{\Lambda}{L} \sqrt{\lambda L}$ .

Для наблюдения акустической решетки в работе используется *метод темного поля*, основанный на устранении центрального дифракционного максимума с помощью специального экрана (проволочки). В центре экрана микроскопа наблюдаются чередующиеся светлые и темные полосы, причем расстояние между темными полосами соответствует смещению и плоскости кюветы на  $\Lambda/2$ . Таким образом, наблюдается характерное для метода темного поля удвоение числа деталей рассматриваемой структуры. Картина интенсивности имеет вид:

$$I(x) = m^2 \cos^2 \Omega x.$$

Этот опыт можно проводить только со стоячими волнами, так как в случае бегущей волны визуальное наблюдение оказывается невозможным: глаз не успевает следить за быстро перемещающейся волной.

## 4 Ход работы

### 4.1 Определение скорости ультразвука по дифракционной картине

Соберем схему согласно рис. 2. Для получения параллельного пучка щель  $S$  должна быть установлена на фокусном расстоянии от главной плоскости объектива  $O_1$ . Объективы  $O_1$  и  $O_2$  одинаковы ( $f = 30$  см), поэтому ход лучей в правильно настроенной системе должен быть симметричен.

Ярко осветим щель с помощью конденсора (предварительную настройку будем вести с зеленым фильтром,  $\lambda_{\text{зел}} = 5460 \cdot 10^{-10}$  м). Убедимся, что световое пятно на щели равномерно освещено. Затем с помощью листа бумаги найдем резкое изображение щели  $S$  в фокальной плоскости  $F$  объектива  $O_2$ .

Получим в поле зрения микроскопа систему дифракционных полос. Картина видна наиболее четко, когда в кювете образуется стоячая УЗ-волна.

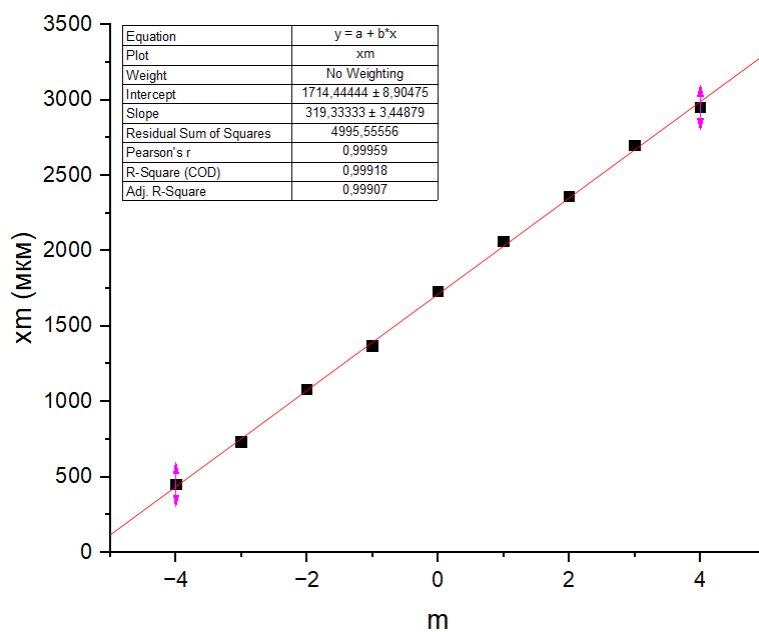
Заменим широкополосный зеленый фильтр красным ( $\lambda_{\text{кр}} = 6400 \cdot 10^{-10}$  м). Изменяя ширину щели  $S$ , ее наклон и положение конденсора, добьемся оптимальных условий наблюдения дифракционных полос. При увеличении частоты генератора и приближении к примерно 1 МГц проявляется дифракционная картина: расстояние между максимумами растет.

Измерим положения  $x_m$  дифракционных максимумов с помощью микрометрического винта для четырех частот УЗ-генератора. Результаты измерений занесем в таблицы 1–4, на основе таблиц построим графики зависимости положений дифракционных максимумов от их порядка  $x_m(m)$ , они изображены на рис. 5–8, а также сведем коэффициенты наклона графиков в таблицу 5.

$$\nu_1 = 1.17 \text{ МГц}$$

$m$	−4	−3	−2	−1	0	1	2	3	4
$x_m$ , мкм	450	730	1080	1370	1730	2060	2360	2700	2950

**Таблица 1.** Координаты  $m$ -того максимума  $x_m$  дифракционной картины при частоте генератора  $\nu_1 = 1.17$  МГц

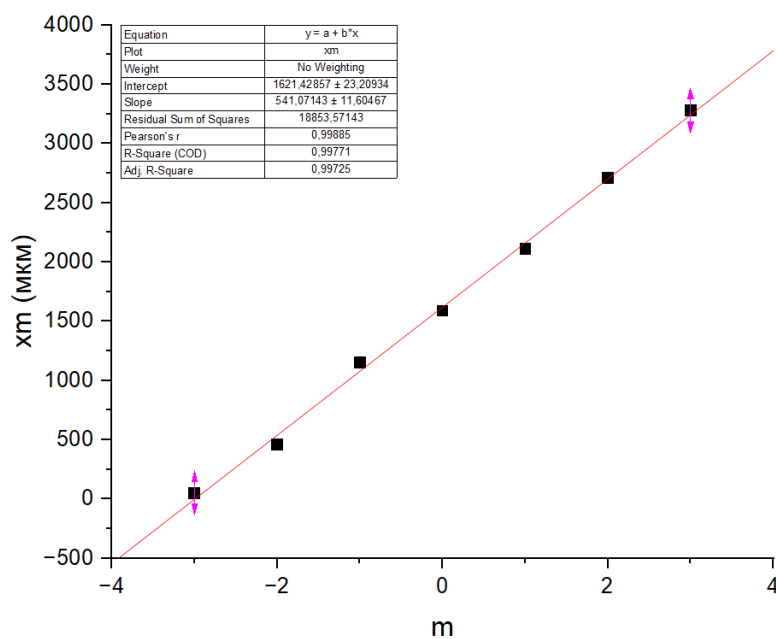


**Рис. 5.** График зависимости координаты  $m$ -того максимума  $x_m$  дифракционной картины при частоте генератора  $\nu_1 = 1.17$  МГц

$$\nu_2 = 1.82 \text{ МГц:}$$

$m$	-3	-2	-1	0	1	2	3
$x_m$ , мкм	50	460	1150	1590	2110	2710	3280

**Таблица 2.** Координаты  $m$ -того максимума  $x_m$  дифракционной картины при частоте генератора  $\nu_2 = 1.82$  МГц

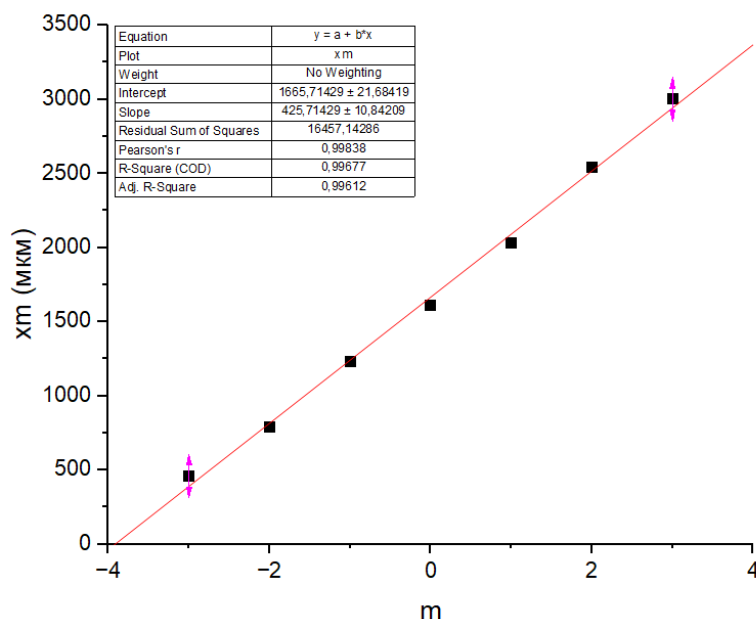


**Рис. 6.** График зависимости координаты  $m$ -того максимума  $x_m$  дифракционной картины при частоте генератора  $\nu_2 = 1.82$  МГц

$$\nu_3 = 1.55 \text{ МГц:}$$

$m$	-3	-2	-1	0	1	2	3
$x_m$ , МКМ	460	790	1230	1610	2030	2540	3000

**Таблица 3.** Координаты  $m$ -того максимума  $x_m$  дифракционной картины при частоте генератора  $\nu_3 = 1.55$  МГц

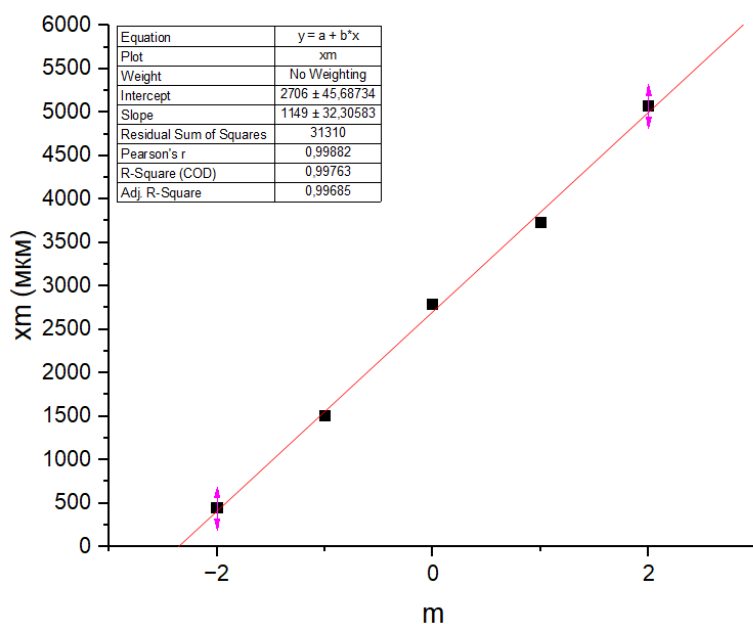


**Рис. 7.** График зависимости координаты  $m$ -того максимума  $x_m$  дифракционной картины при частоте генератора  $\nu_3 = 1.55$  МГц

$$\nu_4 = 3.96 \text{ МГц:}$$

$m$	-2	-1	0	1	2
$x_m$ , МКМ	440	1000	2790	3730	5070

**Таблица 4.** Координаты  $m$ -того максимума  $x_m$  дифракционной картины при частоте генератора  $\nu_4 = 3.96$  МГц



**Рис. 8.** График зависимости координаты  $m$ -того максимума  $x_m$  дифракционной картины при частоте генератора  $\nu_4 = 3.96$  МГц



По наклону прямой определим расстояние между соседними полосами  $l_m/m = \Delta x_m/\Delta m = k$ :

	$\nu_1$	$\nu_2$	$\nu_3$	$\nu_4$
$k$ , мкм	$319.3 \pm 3.4$	$541.1 \pm 11.6$	$425.7 \pm 10.8$	$1149.0 \pm 32.3$

**Таблица 5.** Коэффициенты наклона графиков зависимости максимумов дифракционной картины от их порядков

Рассчитаем длину  $\Lambda$  УЗ-волны по формуле (6):

$$l_m = mf \frac{\lambda}{\Lambda}, \Rightarrow \Lambda = \frac{mf\lambda}{l_m} = \frac{f\lambda}{k} \approx (315.4 \pm 96.4) \text{ мкм.}$$

Определим погрешности рассчитанных величин.

$$\sigma_{k_{\text{ср}}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^4 (k_i - k_{\text{ср}})^2}{12}} = 185.7 \text{ мкм,}$$

где  $k_{\text{ср}} = 608.8$  мкм. Тогда  $k = 608.8 \pm 185.7$  мкм. При этом  $\varepsilon_{\Lambda} = \varepsilon_k$ .

Также рассчитаем скорость ультразвука в воде по формуле (5):

$$v = \Lambda\nu = (1513 \pm 35) \text{ м/с.}$$

Для сравнения табличное значение скорости ультразвуковой волны в воде при комнатной температуре  $v_{\text{зв}} = 1490$  м/с.

## 4.2 Определение скорости ультразвука методом темного поля

Для перехода к методу темного поля, не смещая микроскоп, введем микрометрическим винтом в поле зрения микроскопа вертикальную нить (проволочку): резкое изображение нити должно совпадать с резким изображением щели. Не меняя положения отсчетного устройства, отодвинем микроскоп и поставим дополнительную линзу сразу за отсчетным устройством. Опустим в воду пластинку с миллиметровыми делениями и прижмем к задней (по ходу луча) стенке кюветы. Откроем пошире входную щель. С помощью листа бумаги найдем плоскость, в которой располагается резкое изображение линейки, созданное двумя линзами; передвигая микроскоп, сфокусируем его на изображение линейки. Совместим самые дальние из хорошо видимых в поле зрения миллиметровых делений пластинки с делениями окулярной шкалы. Определим цену деления окулярной шкалы в условиях эксперимента через период сетки  $h = 1$  мм.  $n = 22$  дел/кл, то есть 1 дел = 45 мкм.

Уберем пластинку из кюветы и уменьшим ширину входной щели, включим генератор и попытаемся увидеть звуковую решетку. Уменьшая мощность излучателя, добьемся исчезновения видимого изображения решетки в поле зрения микроскопа. Закроем центральный дифракционный максимум вертикальной нитью. Удобно устанавливать

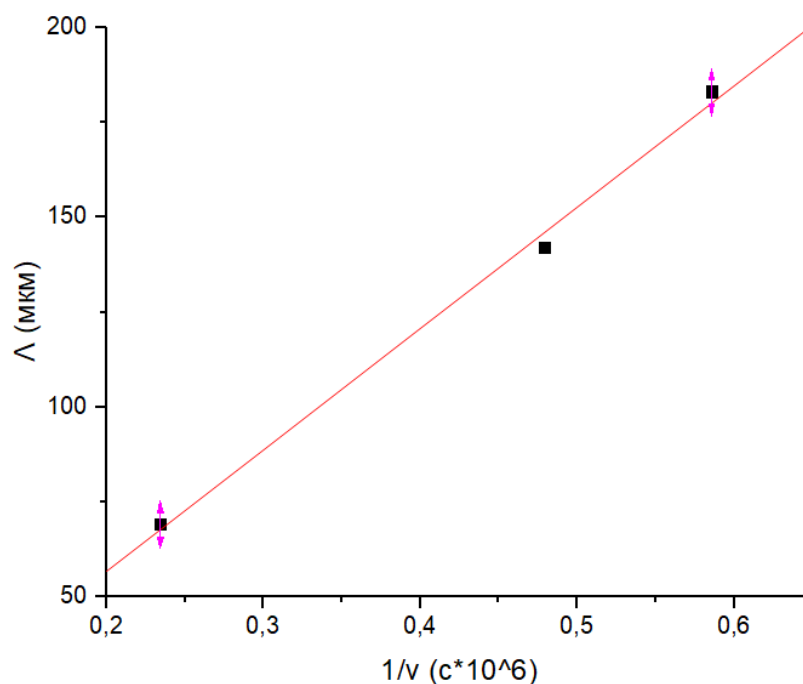
нить в отсутствие УЗ-сигнала, так как в этом случае нет никаких максимумов, кроме нулевого (изображения щели), так что правильно установленная нить должна полностью затемнять поле зрения.

Включим генератор и найдем изображение акустической решетки. Определим длину УЗ-волны в воде. Для этого с помощью окулярной шкалы измерим расстояние между самыми дальними из хорошо видимых в поле зрения темных (или светлых) полос и просчитаем число промежутков между ними; по формуле  $\Lambda = 45 \text{ мкм} \cdot 2 \cdot n / m$  найдем длину ультразвуковой волны – результаты в таблице 6:

$\nu$ , МГц	1.7070	2.0866	4.2673
$n$ , дел	65	44	43
$m$ , линий	8	7	14
$\Lambda$ , мкм	183	142	69

**Таблица 6.** Результаты измерения длины волны

На графике на рис. 9 изобразим график зависимости вида  $\Lambda = \Lambda(1/\nu)$  по результатам измерений и расчетов, представленных в таблице 6.



**Рис. 9.** График зависимости длины ультразвуковой волны от  $(1/\nu)$

По наклону полученного графика можем определить скорость звука:

$$v = \Lambda \nu = k = (1419 \pm 40) \text{ м/с},$$

что достаточно близко к табличному значению с учетом погрешности. Инструментальные погрешности малы по сравнению с погрешностями, следующими из МНК, поэтому учитываем только последние.

Наконец, закрывая ненулевые максимумы, получаем равномерную засветку, так как

интенсивность нулевого максимума многократно превышает интенсивность ненулевых.

## 5 Вывод

Была изучена дифракция света на синусоидальной акустической решетке, рассчитаны длина ультразвуковой волны и скорость ее распространения в воде, которая почти совпала с табличным значением; был применен и изучен метод темного поля в наблюдении фазовых объектов.