

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЕ В ЖИДКОСТИ

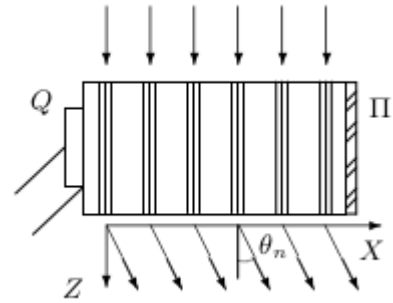
Выполнил:
Деревянченко Михаил
Группа:
Б03-106

Долгопрудный, 2023

1. Теоретические сведения

Пусть УЗ-волна распространяется вдоль оси X в жидкости, налитой в стеклянную кювету.

В направлении оси Z сквозь жидкость проходит световая волна, испытывающая дифракцию на акустической решётке. Поскольку скорость света значительно больше скорости звука, акустическую решётку можно считать неподвижной. Вызванное ультразвуком возмущение показателя преломления жидкости в нашем случае очень мало. При этом естественно сделать предположение (справедливость которого мы потом исследуем теоретически и экспериментально), что акустическую решётку можно рассматривать как тонкий фазовый экран.



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

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

где Ω — волновое число для УЗ-волны ($\Omega = 2\pi/\Lambda$), Λ — 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

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

Здесь L — толщина жидкости в кювете, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число для света.

Можно сформулировать качественный критерий, при выполнении которого можно считать акустическую решётку чисто фазовой, т.е. рассматривать её как тонкий фазовый экран. Для нашей задачи условие тонкого транспаранта можно записать в виде

$$m \ll \frac{\Lambda}{L} \sqrt{\frac{\lambda}{L}}$$

После прохождения через кювету световое поле есть совокупность плоских волн, распространяющихся под углами θ , соответствующими максимумам в дифракции Фраунгофера:

$$\Lambda \sin \theta_m = m \lambda$$

Зная положение дифракционных максимумов, легко определить длину ультразвуковой волны, учитывая малость θ : $\sin \theta \approx \theta \approx l_m/F$, где l_m — расстояние от нулевого до последнего видимого максимума, F — фокусное расстояние линзы. Тогда получим:

$$\Lambda = m \lambda F / l_m$$

Скорость ультразвуковых волн в жидкости:

$$v = \Lambda \nu$$

2. Экспериментальная установка

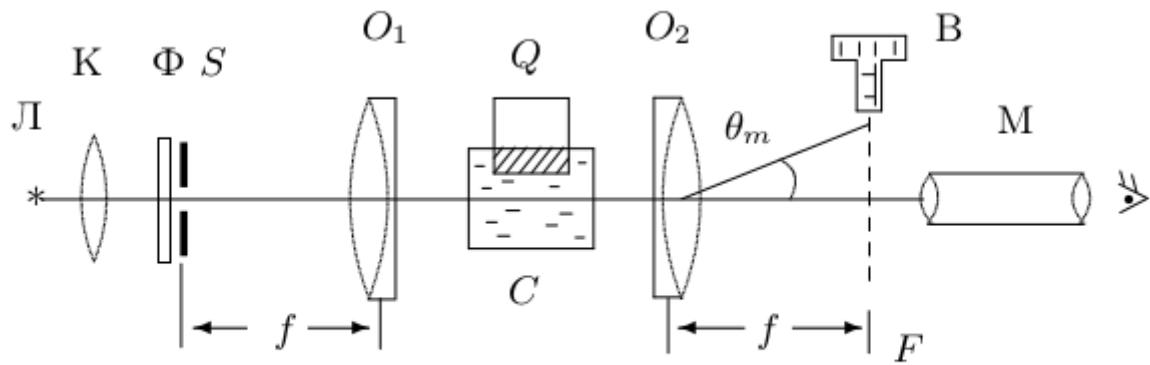


Рис. 4. Схема для наблюдения дифракции на акустической решётке

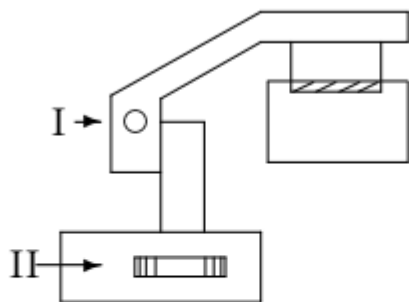


Рис. 5. Устройство для вертикального перемещения излучателя

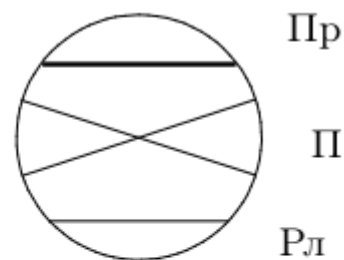


Рис. 6. Проволока Пр, перекрестие П и реперная линия Рл в фокальной плоскости объектива O_2

Источник света Л (рис. 4) с помощью конденсора К проецируется на входную (коллиматорную) щель S. Входная щель ориентирована горизонтально и прикрыта красным светофильтром Ф. Коллиматорный объектив O_1 посылает параллельный пучок на кювету с водой С. Излучатель Q, погружённый в кювету, создаёт УЗ-волну. Вертикальное перемещение излучателя осуществляется винтом I (рис. 5), тонкая подача — лимбом II. При определённых положениях излучателя волна становится стоячей.

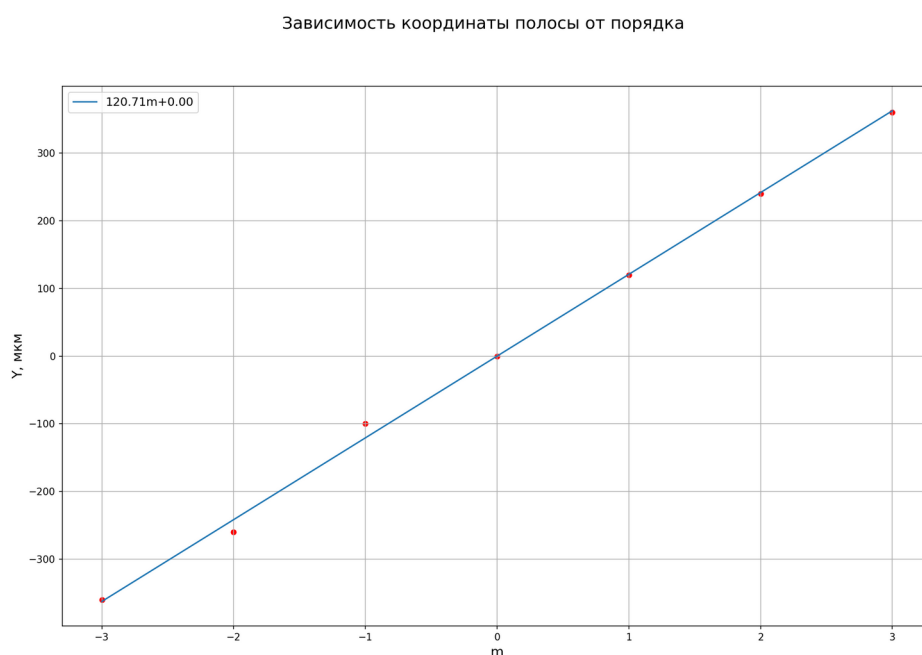
Параллельный пучок света, дифрагируя на стоячей звуковой волне, образует дифракционную картину в фокальной плоскости F (рис. 4) камерного объектива O_2 . Картину можно наблюдать в микроскоп М. Дифракционные полосы ориентированы горизонтально. Расстояние между ними можно измерить с помощью микрометрического винта В. Винт передвигает размещённые на стекле (рис. 6) в плоскости F перекрестие П, тонкую реперную линию Рл и толстую проволоку Пр, которая используется в методе тёмного поля.

3. Проведение измерений и обработка результатов

3.1 Определение скорости ультразвука по дифракционной картине

Соберем установку, представленную на рисунке 4. Определим положения дифракционных полос Y при частоте $\nu = 1.04297$ МГц (при частотах больших 1.5 МГц не удалось наблюдать дифракционную картину, а делать измерения при частотах, близких к 1 МГц, не имеет смысла, так как точность измерительных приборов недостаточна для того, чтобы однозначно различать картины), и построим график зависимости $Y(m)$.

m	-3	-2	-1	0	1	2	3
Y , мкм	-360	260	-100	0	120	240	360



График, как и ожидалось, является линейным. Угол наклона равен расстоянию между соседними полосами:

$$\Lambda = k = 120.7 \pm 1.6 \text{ мкм}$$

откуда получаем скорость звука в воде:

$$v = \frac{2 \nu F \lambda m_{\max}}{Y_{\max}} = 1544 \pm 55 \text{ м/с}$$

где $F = 28 \text{ см}$,

$\lambda = 640 \pm 20 \text{ нм}$.

3.2 Определение скорости ультразвука методом темного поля

Расположим между микроскопом и щелью линзу, опустим в воду квадратную сетку (сторона квадрата 1 мм), а также откалибруем шкалу: 1 деление = 45 мкм = d .

Изменяя размеры щели и мощность ультразвука, добиваемся исчезновения видимого изображения решетки для наблюдения акустической. Это можно проверить закрыванием нулевого дифракционного максимума проволокой — поле зрения микроскопа затемняется, а при ее удалении с главного максимума решетка не видна.

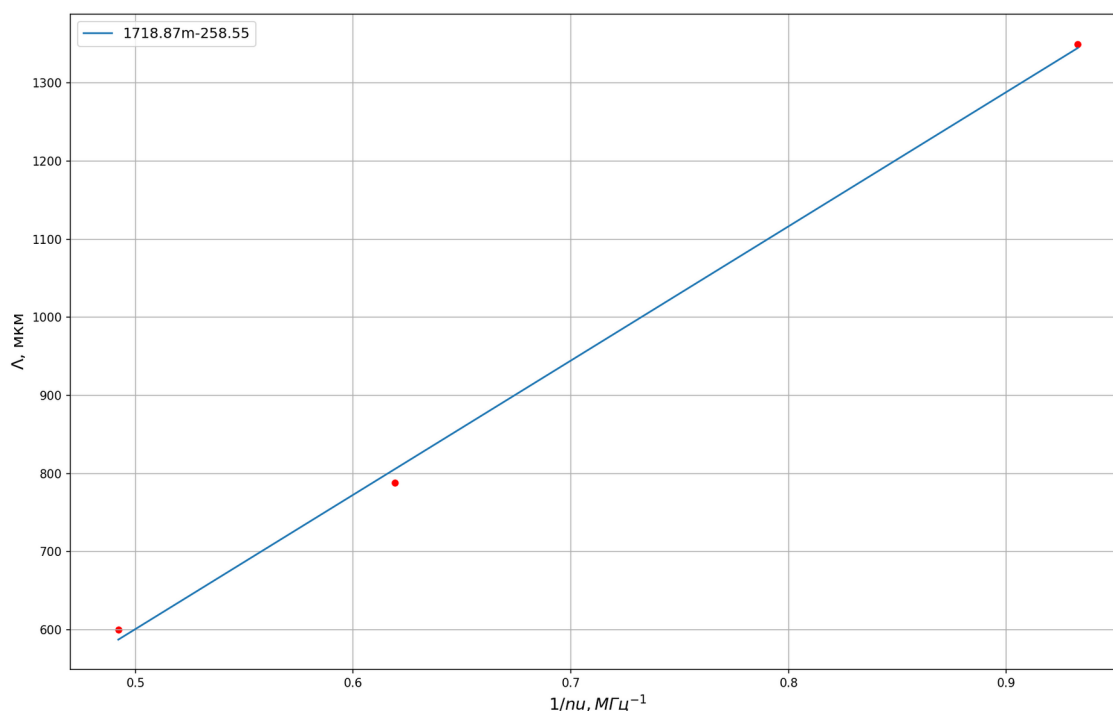
Далее, найдем длину ультразвуковой волны для каждой измеренной частоты (в этом пункте все-таки удалось, но с большим трудом, наблюдать картину при частотах около 2 МГц, так как была использована линза) по формуле:

$$\Lambda = d \frac{2n}{m}$$

ν , МГц	n , дел	m , линий	Λ , мкм
1.072	45	3	1350
1.615	35	4	788
2.032	20	3	600

Наконец, построим график зависимости $\Lambda(1/\nu)$.

Зависимость расстояния между полосами от обратной частоты



По углу наклона графика находим скорость звука:

$$v = 1718 \pm 76 \text{ м/с}$$

4. Вывод

В данной работе была изучена дифракция света на синусоидальной акустической решетке и фазовой решетке, получаемой методом темного поля. Полученные значения:

1 метод	2 метод	Табличное значение
$1544 \pm 55 \text{ м/с}$	$1718 \pm 76 \text{ м/с}$	1500 м/с

Как можно заметить первый метод оказался более точным. Это может быть связано с тем, что во втором методе получающаяся картина была слишком размытой и точно посчитать количество полос было затруднительно.