

Работу выполнили
Самохин Валентин,
Юрченко Петр
676 гр.

под руководством
Нухова А. К.

Маршрут VIII № 6

10 апреля 2018 г.,

Лабораторная работа № 4.3.2: Изучение дифракции света

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

В работе используются: оптическая скамья, осветитель, два длиннофокусных объектива, кювета с жидкостью, кварцевый излучатель с микрометрическим винтом, генератор ультразвуковой частоты, линза, вертикальная нить на рейтере, микроскоп.

Теоретическая справка. В работе изучается дифракция света на фазовой решетке, которая создается в жидкости ультразвуковыми волнами — возникают периодические оптические неоднородности. Если считать акустическую решетку неподвижной, а вызванное ультразвуком возмущение показателя преломления малым, то эту решетку можно рассматривать как тонкий фазовый экран.

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

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

где Ω - волновое число для УЗ-волны.

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

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

где L - толщина слоя жидкости в кювете, k - волновое число для света, λ - длина световой волны,

$$\varphi_0 = kn_0L.$$

Таким образом, УЗ-волна в жидкости создает фазовую дифракционную решетку.

Условие, при выполнении которого можно считать акустическую решетку тонким фазовым экраном, можно записать в виде

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

Дифракция Френеля на амплитудной синусоидальной решетке. Функция пропускания решетки с периодом $d = \frac{2\pi}{\Omega}$:

$$t(x) = 1 + m \cos \Omega x \quad (m < 1).$$

Разложив косинус, находим

$$f_0(x) = a + \frac{am}{2}e^{i\Omega x} + \frac{am}{2}e^{-i\Omega x}.$$

Комплексная амплитуда волны в плоскости z , удовлетворяющая граничному условию, имеет вид

$$f(x, z) = ae^{ikz} + \frac{am}{2}e^{i(\Omega x + \sqrt{k^2 - \Omega^2}z)} + \frac{am}{2}e^{i(-\Omega x + \sqrt{k^2 - \Omega^2}z)}.$$

Полагаем, что период решетки существенно больше длины волны λ и, следовательно частоты решетки много меньше k : $\Omega \ll k$. Тогда преобразований получаем

$$f(x, z) = ae^{ikz} \left[1 + me^{-i\frac{z}{2k}} \right]$$

Из этой формулы можно показать, что видность наблюдаемой дифракционной картины изменяется периодически по z . Причина этих изменений - в различии фазовых набегов трех плоских волн.

Дифракция на фазовой синусоидальной решетке. В данном случае функция пропускания:

$$t(x) = e^{im \cos \Omega x}$$

Полагая $m \ll 1$, получаем

$$t(x) \approx 1 + \frac{im}{2}e^{i\Omega x} + \frac{im}{2}e^{-i\Omega x}$$

При освещении этой решеткой плоской нормально падающей волной амплитуды a за решеткой имеем:

$$f(x, z) = ae^{ikz} + \frac{iam}{2}e^{i(\Omega x + \sqrt{k^2 - \Omega^2}z)} + \frac{iam}{2}e^{i(-\Omega x + \sqrt{k^2 - \Omega^2}z)}$$

Сравнивая результат с предыдущим случаем, видим что три волны имеют те же амплитуды и направления распространения, отличие лишь в начальных фазах.

Метод темного поля. Важным понятием является фурье-плоскость. Если при рассмотрении формирования изображения с помощью линзы основываясь на идее пространственного спектрального разложения. Каждая гармоника — плоская волна определенного направления — фокусируется линзой в отдельную точку фокальной плоскости. По этой причине фокальную плоскость линзы называют *фурье-плоскостью*. Далее каждая точка фурье-плоскости рассматривается как источник сферической волны.

Устанавливая в фурье-плоскости различные амплитудно-фазовые маски, можно направленно изменять пространственный спектр изображения, влияя таким образом на его характеристики.

Пусть фазовый объект - тонкая прозрачная пластинка, имеющая разный в разных точках показатель преломления, но не изменяющая амплитуду прошедшей волны. Функция пропускания такой пластинки есть $t(x) = e^{i\varphi(x)}$, где $\varphi(x) = kn(x)d$.

Для визуализации фазового объекта Цернике предложил установить в фурье-плоскости, на оптической оси, маленькую фильтрующую пластинку, которая, не изменяя амплитуды прошедшей волны, вносит фазовую задержку, равную $\pi/2$.

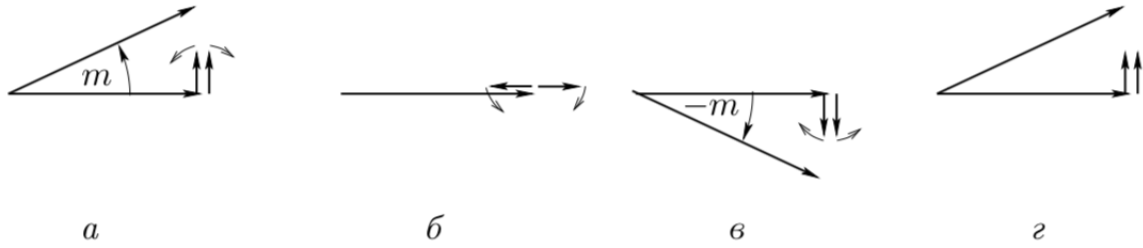
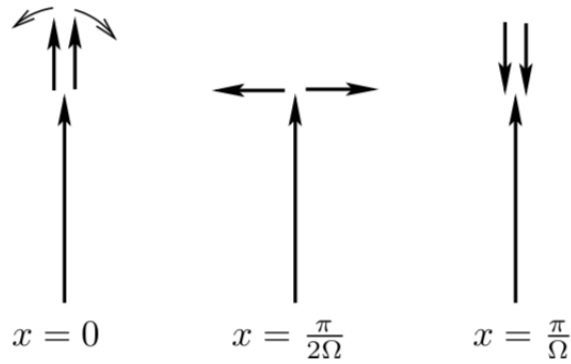


Рис. 3.37. Векторные диаграммы для фазовой решётки



Пусть объект - фазовая синусоидальная решетка с малой глубиной модуляции. В этом случае

$$f_0(x) = e^{im \cos \Omega x} \approx 1 + \frac{im}{2} e^{i\Omega x} + \frac{im}{2} e^{-i\Omega x}$$

Осевая плоская волна, фокусируясь линзой в начало координат фурье плоскости, проходит через фазовую фильтрующую пластинку, а две наклонные волны, фокусируясь в точки $\pm f_k^{\Omega}$, не задевают пластинку. Далее линза преобразует сферические волны, исходящие из этих трех точек на фурье-плоскости, в плоские волны, которые интерферируя, образуют изображение.

Таким образом, метод фазового контраста позволяет преобразовать исходную фазовую решетку в амплитудную решетку в плоскости изображения.

Наблюдаемая картина интенсивности имеет вид

$$I(x) = |f(x)|^2 \approx (1 + m \cos \Omega x)^2 \approx 1 + 2m \cos \Omega x$$

Итак, фазовые изменения оказались визуализированы изменениями интенсивности, повторяющими изменения фазы входного поля.

В *методе темного поля* вместо фазовой пластинки в фурье-плоскости на оптической оси устанавливается непрозрачный маленький экран. Поле в выходной плоскости в этом случае имеет вид

$$f(x) = im \cos \Omega x,$$

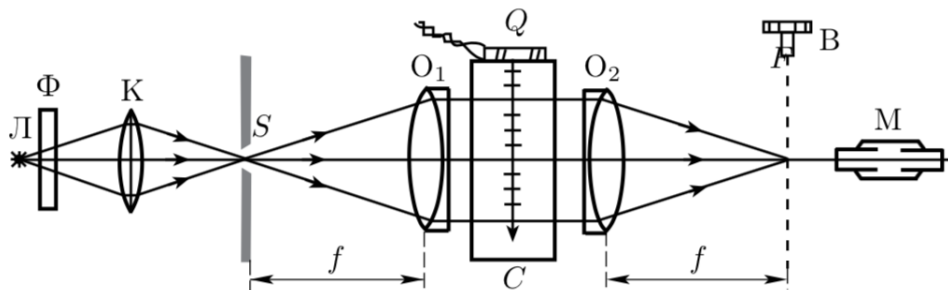
а интенсивность -

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

Опыт. Вернемся к нашему опыту с кюветой. Определяя на опыте положение дифракционных максимумов различного порядка, можно по формуле $\Lambda \sin \theta_m = m\lambda$ найти длину УЗ-волны и вычислить скорость распространения УЗ-волн в жидкости, если известна частота колебаний кварцевого излучателя.

Экспериментальная установка.

Наблюдение дифракции Для наблюдения дифракции света на УЗ-волнах на оптической скамье собирается следующая установка.



В фокальной плоскости второго объектива образуется дифракционная картина, наблюдаемая при помощи микроскопа.

Длина УЗ-волны определяется с помощью

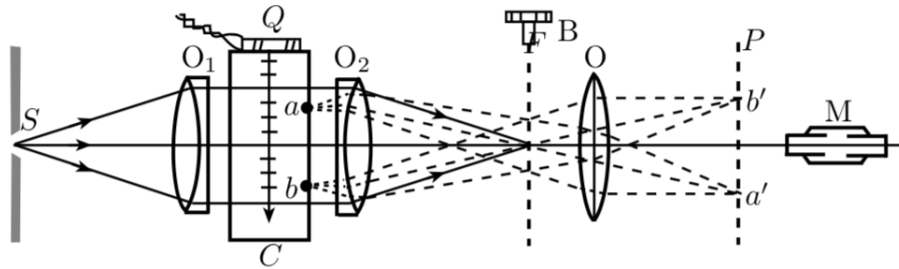
$$\Lambda \sin \theta_m = m\lambda$$

и в силу малости углов это выражение может быть представлено в виде

$$l_m = mf \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (1)$$

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

Наблюдение акустической решетки методом темного поля. Прежде всего в поле зрения микроскопа получают изображение задней плоскости кюветы. Затем используя метод темного поля, с помощью специального экрана устраняется центральный дифракционный максимум. Нетрудно показать, что в поле зрения микроскопа будут наблюдаться чередующиеся светлые и темные полосы, причем расстояние между темными полосами соответствует смещению в плоскости кюветы на $\Lambda/2$. Таким образом, должно наблюдаться характерное для метода темного поля удвоение числа деталей рассматриваемой структуры.



Отметим, что этот опыт можно проводить только со стоячими волнами, т.к. в случае бегущей волны визуальное наблюдение оказывается невозможным.

Установка с горизонтальной щелью.

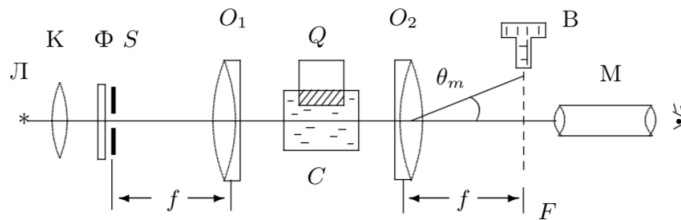


Рис. 4. Схема для наблюдения дифракции на акустической решётке



Рис. 5. Устройство для вертикального перемещения излучателя

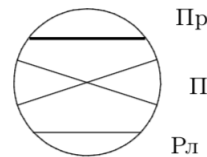


Рис. 6. Проволока Пр, перекрестие П и реперная линия Рл в фокальной плоскости объектива O_2

Выполнение работы. В работе предлагается измерить координаты 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.

Определение скорости ультразвука по дифракционной картине. Предварительно проведя тщательную настройку установку, получим дифракционную картину. К сожалению, больше семи полос получить не удалось ни в одном опыте. Тем не менее, для трех частот генератора мы сняли зависимость координаты Y в делениях винта от номера полосы m для каждой светлой полосы. Из (1), зная коэффициент наклона прямой, выражающей зависимость $Y(m)$, нетрудно выразить длину УЗ-волны, а затем рассчитать скорость звука для каждой частоты.

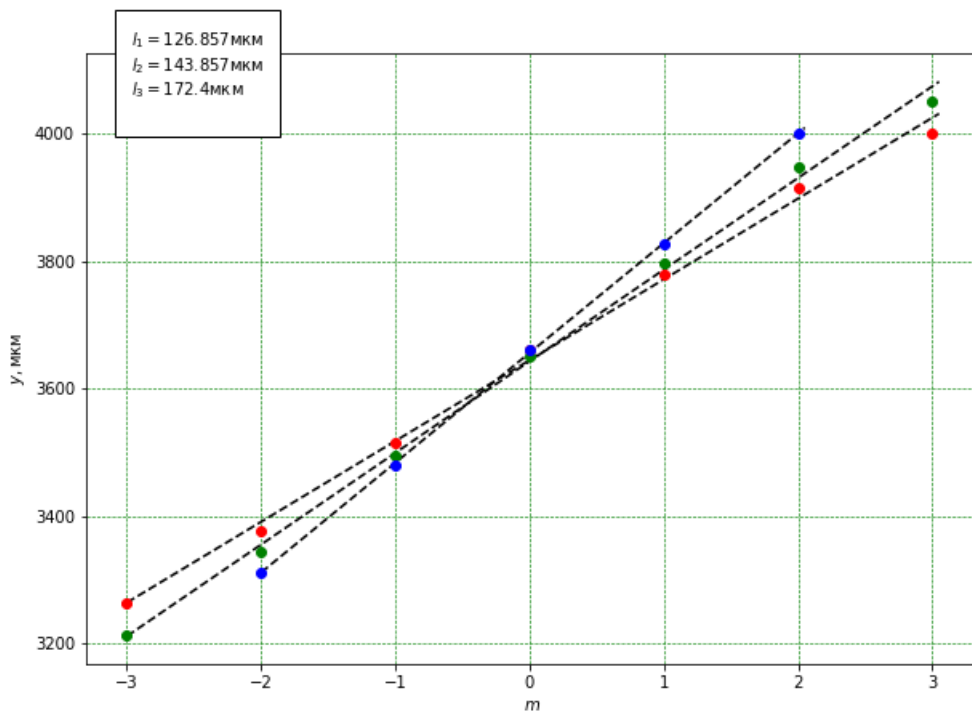


Рис. 1: Зависимость $Y(m)$ для трех различных частот генератора

$\nu_1 = 1,09MHz$		$\nu_2 = 1,2MHz$		$\nu_3 = 1,4MHz$	
m	Y , дел. винта	m	Y , дел. винта	m	Y , дел. винта
-3	8,16	-3	8,03	-3	-
-2	8,44	-2	8,36	-2	8.28
-1	8,79	-1	8,74	-1	8,7
0	9,15	0	9,13	0	9,15
1	9,45	1	9,49	1	9,57
2	9,79	2	9,87	2	10
3	10	3	10,13	3	-
$\Lambda_1 = 1,41 \pm 0,04 \text{ mm}$		$\Lambda_2 = 1,25 \pm 0,04 \text{ mm}$		$\Lambda_3 = 1,04 \pm 0,03 \text{ mm}$	
$c_1 = 1,54 \text{ km/s}$		$c_2 = 1,49 \text{ km/s}$		$c_3 = 1,46 \text{ km/s}$	
$\bar{c} = 1,49 \text{ m/s}$					

Таблица 1: Данные для определения скорости ультразвука по дифракционной картине

При вычислениях использовались значения: фокусного расстояния $O_2 f = 28 \text{ cm}$, длины волны красного цвета $0,64 \pm 0,02 \text{ мкм}$, а также цены деления винта 400 мкм

Определение скорости ультразвука методом темного поля. Прежде всего считаем цену малого деления окулярной шкалы: она равняется $4/1,64 \text{ мм}$.

Далее, закрыв нулевой дифракционный максимум, пронаблюдаем акустическую решетку. Заметим, что при удалении проволоки с главного максимума решетка не видна.

Зафиксируем с помощью окулярной шкалы микроскопа координаты первой и последней из хорошо видимых в поле зрения темных полос и количество светлых промежутков между ними для нескольких частот УЗ-излучателя.

Наконец, для каждой частоты определим длины УЗ-волны с учетом удвоения числа наблюдаемых полос. Построив график $\Lambda = F(1/\nu)$, по наклону прямой найдем скорость ультразвука в воде.

ν, MHz	x_l , дел. шкалы	x_r , дел. шкалы	m	Λ , мм
1	1,38	3,22	6	$1,50 \pm 0,01$
1,08	1,08	3,08	7	$1,39 \pm 0,02$
1,17	0,94	3,04	8	$1,28 \pm 0,02$
1,24	0,94	3,42	10	$1,21 \pm 0,02$
1,35	0,9	3,42	11	$1,12 \pm 0,02$
1,45	1,06	3,00	9	$1,05 \pm 0,01$

Таблица 2: Данные для расчета скорости звука с помощью метода темного поля

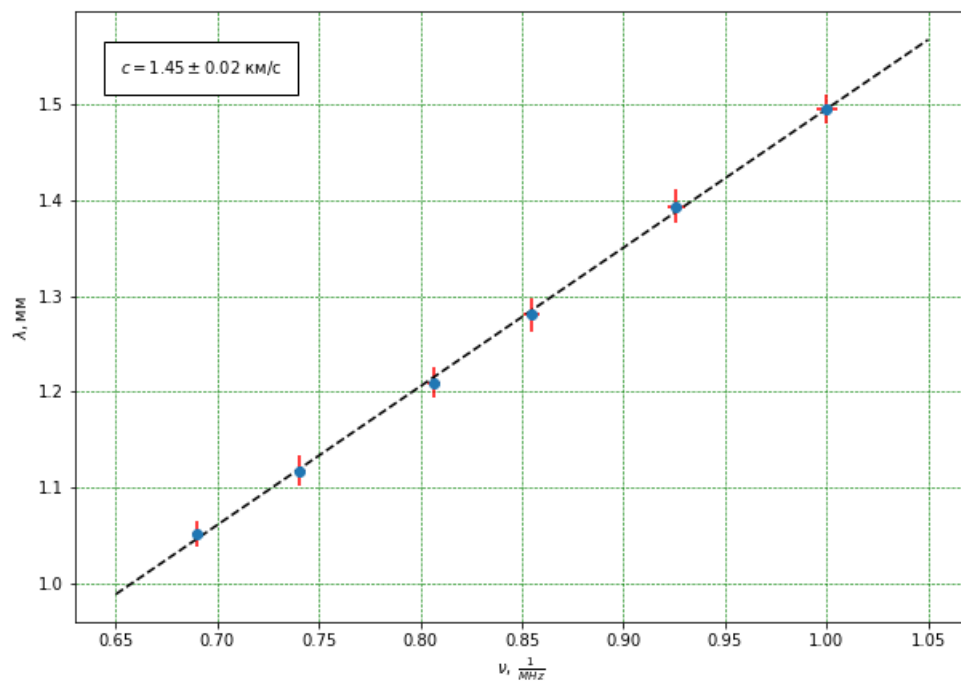


Рис. 2: График зависимости $\Lambda = f(1/\nu)$

$$c = 1,45 \pm 0,02 \text{ км/с}$$

Вывод. Мы изучили дифракцию света на синусоидальной акустической решетке и наблюдали фазовую решетку методом темного поля. Результатом наших измерений стало значение скорости звука в воде, которое оказалось равным табличному.