

Работа 6. ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

Цель работы: 1. Познакомиться с некоторыми явлениями акустооптического взаимодействия в среде.
2. Экспериментально изучить дифракцию света на ультразвуковой волне и определить скорость ее распространения.

Свет и звук – основные волновые явления, с которыми мы сталкиваемся в окружающем нас мире. Характер распространения этих волн в среде зависит от свойств самой среды. Но очевидно, что световая и акустическая волны сами возмущают среду при распространении в ней. Поэтому одновременное распространение в материальной среде света и звука приводит к взаимному влиянию на характер их распространения – акустооптическому взаимодействию.

Характер акустооптического взаимодействия в среде зависит от интенсивности светового потока. Если интенсивность света мала, то основную роль играют эффекты, обусловленные модуляцией показателя преломления среды звуковой волной. *Акустическая волна* представляет собой *сжатия и разрежения*, распространяющиеся в упругой среде. В областях сжатия плотность среды возрастает, а в областях разрежения – уменьшается. Чем выше плотность среды, тем больше ее показатель преломления, характеризующий так называемую оптическую плотность. Таким образом, распространение звуковой волны приводит к пространственной модуляции свойств среды, меняющейся и во времени со звуковой частотой, т. е. медленно по сравнению с периодом электромагнитных колебаний в световой волне. Следовательно, однородная среда под действием звуковой волны становится оптически неоднородной.

Для низкочастотного звука, длина волны которого сравнима с поперечным размером светового пучка, распространение света в такой оптически неоднородной среде сопровождается искривлением хода световых лучей. Для высокочастотного звука характерна дифракция света на периодической неоднородности показателя преломления, созданной акустической волной. Если через такую структуру проходит свет, то в среде, помимо основного луча, возникает один или несколько световых лучей, отклоненных в результате дифракции.

Воздействие оптического излучения на акустические явления определяется нелинейными квадратичными эффектами, поскольку частота света на много порядков превосходит звуковую частоту. Извест-

ны два механизма оптоакустических явлений. Один из них, *динамический*, обусловлен высокочастотной *электрострикцией*, т. е. появлением в электрическом поле световой волны механических напряжений, пропорциональных квадрату поля волны. Второй представляет собой *разогревный эффект*: периодический локальный нагрев среды светом приводит за счет теплового расширения к возникновению в среде переменных механических напряжений (*светотермоупругий эффект*). Результатом обоих эффектов является генерация акустических колебаний в поле светового излучения.

С повышением интенсивности оптического излучения основную роль начинают играть эффекты, обусловленные электрострикцией. В поле мощного оптического излучения возможно также и усиление ультразвука за счет одновременного действия эффектов акустооптической дифракции и электрострикции. При этом одновременно с усилением ультразвука будет происходить и нарастание интенсивности рассеянного света. Особый интерес представляет усиление акустических тепловых шумов в поле интенсивного светового излучения – *явление вынужденного рассеяния Манделъштама-Бриллюэна*. Изучение взаимодействия света и звука началось с открытия Д. Брюстером и А. Зеебеком в начале XIX в. *упругооптического эффекта* – изменение показателя преломления среды под действием упругих деформаций. В 1920–1930 гг. возник интерес к дифракции света на акустических волнах, связанный с изучением механизмов молекулярного рассеяния света. Опираясь на представление о тепловом движении атомов и молекул в конденсированной среде как о суперпозиции некогерентных акустических волн, Л. Бриллюэн, Л. Манделъштам выдвинули идею о рассеянии света вследствие дифракции его на неоднородностях показателя преломления, создаваемых такими волнами. Такое рассеяние было обнаружено экспериментально Е. Гроссом, Г. Ландсбергом и Л.Л. Манделъштамом в 1930 г. и получило название рассеяния Манделъштама-Бриллюэна.

В настоящее время исследования взаимодействия света и звука ведутся по нескольким направлениям:

1. Изучаются механизмы акустооптического взаимодействия в различных средах в широком диапазоне частот электромагнитного спектра от ультрафиолета до далекой инфракрасной области.

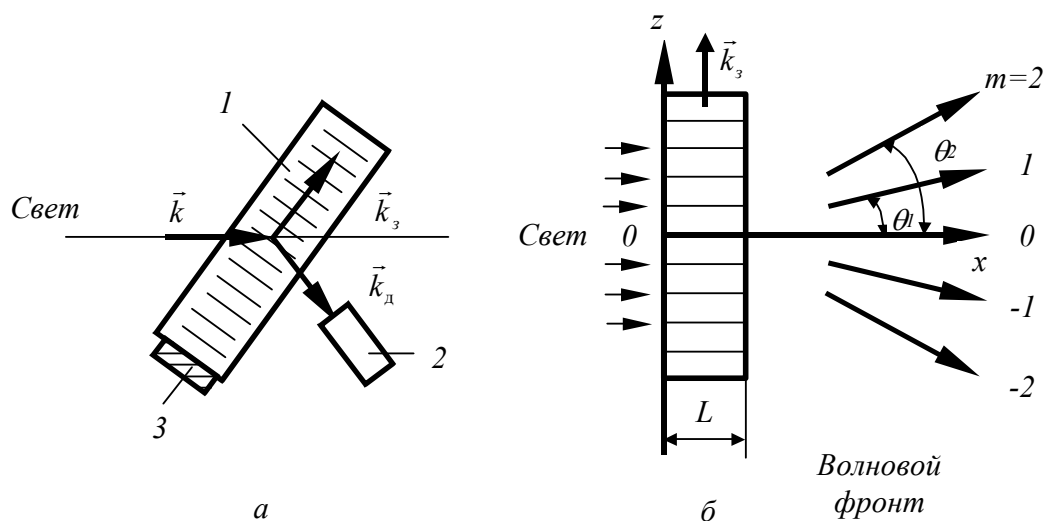
2. Исследуются различные режимы акустооптической дифракции и ее особенности в анизотропных и активных средах, планарных и других волноводных системах.

3. Разрабатываются принципы практического использования эффектов акустооптической дифракции в оптике, лазерной технике, оптоэлектронике, системах обработки информации и других областях науки и техники.

Теоретическое введение

Акустическая волна создает в оптической среде периодическое по пространству распределение показателя преломления n . Возникает, следовательно, структура, аналогичная дифракционной решетке, которая обладает периодичностью акустической волны и движется вместе с ней со скоростью звука. Электромагнитная волна (например, световая) при своем распространении в такой среде дифрагирует на неоднородностях показателя преломления, при этом образуется ряд максимумов излучения с различными направлениями волнового вектора.

Наблюдать дифракцию света на акустической ультразвуковой (УЗ) волне можно, если посылать световую волну на образец, в котором излучатель звука 3 возбуждает УЗ-волну (рис. 1, *a*).



Р и с. 1

Приемником 2 анализируют дифрагированный свет, распространяющийся по разным направлениям. Если излучатель УЗ выключен, наблюдается лишь световое пятно от проходящего света. При включении УЗ справа и слева от центрального пятна возникают дифракционные максимумы различных порядков. При рассеянии света на движущейся решетке (бегущей УЗ-волне) за счет эффекта Доплера возникает сдвиг частоты дифрагированного света

$$\omega_m = \omega \pm m\Omega, \quad (1)$$

где ω и Ω – частота соответственно световой и УЗ-волны; m – порядок дифракционного максимума; ω_m – частота дифрагированного света.

При отклонении света в сторону распространения УЗ-волны частота света увеличивается [знак плюс в выражении (1)], при отклонении в противоположную сторону – уменьшается. Прямое взаимодействие световой волны с ультразвуковой обуславливает появление только 1-го порядка дифракции. Возникновение 2-го (3-го и т. д.) порядка связано с последующей дифракцией света, отклоненного уже в 1-й (2-й и т. д.) порядок, на УЗ-решетке. Ясно поэтому, что интенсивность света в высших порядках дифракции мала.

Частота дифрагированного света меняется мало, поскольку обычно $\omega \gg \Omega$. В изотропной среде тогда $k_d \approx k$. Механизм возникновения и характер дифракции света на УЗ-волне зависит сильно от соотношения между длинами волн света λ , звука Λ и длиной L оптико-акустического взаимодействия. В том случае, когда $\lambda L / \Lambda^2 \ll 1$ дифракция имеет место при нормальном падении света на УЗ-решетку. Классическая теория дифракции для этого случая в наиболее простой форме развита в работах Рамана и Ната. Деформация в среде, создаваемая бегущей акустической волной, распространяющейся вдоль оси z , представляется как

$$U = U_0 \cdot \cos(\Omega t - k_z z). \quad (2)$$

Световая волна падает перпендикулярно направлению распространения УЗ-волны. Если ширина L акустического столба в направлении распространения света мала, можно считать, что световые волны проходят через акустический столб прямолинейно (это основное допущение в теории Рамана–Ната). В этом приближении оптическая неоднородность среды, связанная с изменением показателя преломления, вызванным УЗ-волной, влияет только на фазу света, прошедшего акустический столб. Таким образом, световое поле в плоскости $x = L$ модулировано только по фазе, но постоянно по амплитуде; волновой фронт на выходе УЗ-ячейки становится “гофрированным”, как на рис. 1, б.

Из-за появления в УЗ-ячейке участков сжатия и разрежения, отличающихся друг от друга значением показателя преломления (явление *фотоупругости*), такая ячейка представляет собой для падающего света квазистационарную дифракционную решетку. Квазистационар-

ность такой решетки обусловлена тем, что за время распространения световой волны через УЗ-ячейку характер распределения узлов и пучностей УЗ-волны практически не меняется (скорости распространения света и УЗ-волны в среде отличаются в $\sim 10^6$ раз, поэтому за время прохождения света через акустический столб последний можно считать неподвижным). Принимая такое допущение, можно рассчитать дифракционную картину при произвольном мгновенном значении акустического поля, а затем учесть зависимость этого поля от времени, которая проявится в смещении частоты дифрагированного света. Пусть на входе УЗ-ячейки (т. е. при $x = 0$; рис. 1, б) световая волна имеет плоский фронт с амплитудой E_0 , тогда при $x = L$, в случае бегущей УЗ-волны, затухающей на заднем торце звукопровода, имеем

$$E|_{x=L} = E_0 \exp\left[ikL(n + \Delta n \cdot \cos(\Omega t - k_3 z))\right]. \quad (3)$$

Здесь Δn – амплитуда изменения показателя преломления среды звукопровода под действием УЗ-волны. По известному полю в плоскости $x = L$ можно найти поле в любой точке полупространства $x > L$. Обычно представляет интерес поле в дальней зоне, т.е. на расстояниях, больших по сравнению с размерами УЗ-ячейки. Распределение интенсивности света в дифракционном спектре соответствует диаграмме направленности, описываемой интегралом вида

$$\frac{b}{\lambda} \int_{-l/2}^{l/2} E|_{x=L} \cdot \exp(ikz \sin \theta) dz, \quad (4)$$

где b и l – поперечные (вдоль осей y, z) размеры дифракционной решетки; θ – угол наблюдения.

Подставляя выражение (3) в интеграл (4) получим в случае бегущей ультразвуковой волны

$$E = E_0 \frac{bl}{\lambda} \exp(ikLn) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp\left[im\left(\Omega t - \frac{\pi}{2}\right)\right] \cdot J_m(kL\Delta n) \frac{\sin[(\pi l / \lambda)(\sin \theta - m\lambda / \Lambda)]}{(\pi l / \lambda)(\sin \theta - m\lambda / \Lambda)}. \quad (5)$$

Анализируя полученный результат, можно показать, что направления главных дифракционных максимумов в рассматриваемом случае удовлетворяют простому соотношению

$$\sin u_m = m\lambda / \Lambda. \quad (6)$$

Условие (6) идентично условию существования главных дифракционных максимумов в “обычной” прозрачной решетке, если период решетки отождествлять с длиной УЗ-волны. Зависимость угла θ_m боковых максимумов дифрагированного света от длины УЗ-волны позволяет использовать это явление для управления положением светового луча в пространстве. Интенсивность света в m -м максимуме пропорциональна квадрату целочисленной функции Бесселя m -го порядка:

$$I_m = I_{00} J_m^2(\Psi), \quad (7)$$

где I_{00} – интенсивность падающего света, $\Psi = kL\Delta n = \frac{2pL\Delta n}{\lambda}$ – индекс фазовой модуляции световой волны (4).

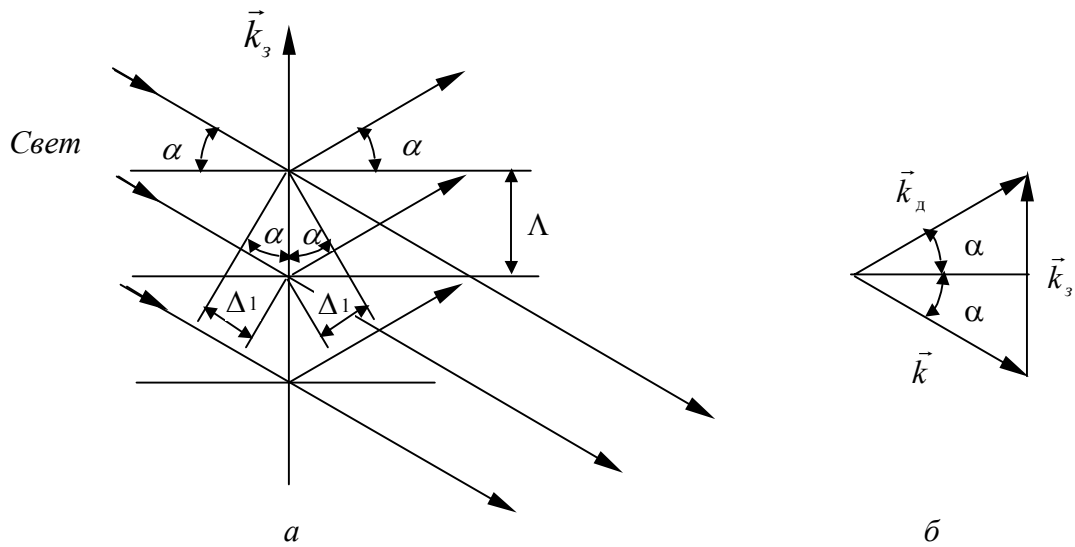
Величина Δn связана с амплитудой упругой деформации U_0 в выражении (3), возникающей в фотоупругом материале при возбуждении в нем УЗ-волны, соотношением

$$\Delta n = \frac{U_0 p n_0^3}{2},$$

где p – упругооптический коэффициент материала звукопровода (*постоянная Погкельса*); n_0 – коэффициент преломления фотоупругого материала для обыкновенной волны.

Согласно соотношению (7), при постоянном Δn интенсивности всех максимумов неизменны. Поскольку, однако, значение Δn зависит от амплитуды упругой деформации U_0 , представляется возможным изменять (например, модулировать) интенсивность света в дифракционных максимумах изменением энергии акустической волны. Этот эффект составляет физическую основу действия акустооптических модуляторов света.

Энергия света, приходящаяся на 1-й боковой максимум, в режиме дифракции Рамана–Ната сравнительно мала из-за распределения энергии по многим максимумам (рис. 1, б). Вследствие этого в практически важных случаях, например, при использовании УЗ-ячеек в качестве ультразвуковых модуляторов света, удобно использовать режим дифракции Брэгга, при которой энергия распределяется только между двумя максимумами – нулевым и первым. Брэгговская дифракция возникает при условии $\lambda L/\Lambda^2 > 1$ и наклонном падении световой волны на УЗ-решетку. Световая волна, падающая под углом скольжения α на звукопровод, частично проходит через него, частично отражается от пучностей УЗ-волны, как на рис. 2, а.



Р и с. 2

Оптическая разность хода Δ световых волн, отраженных от соседних максимумов (пучностей) УЗ-волны, составляет, как видно из рис. 2, а, $\Delta = 2\Delta_1 = 2\Lambda\sin\alpha$. Если на разности хода Δ укладывается длина λ световой волны, отраженные лучи за счет интерференции усиливают друг друга. Следовательно, справедливо условие Вульфа–Брэгга для максимума интенсивности отраженного от решетки света

$$2\Lambda\sin\alpha = \lambda.$$

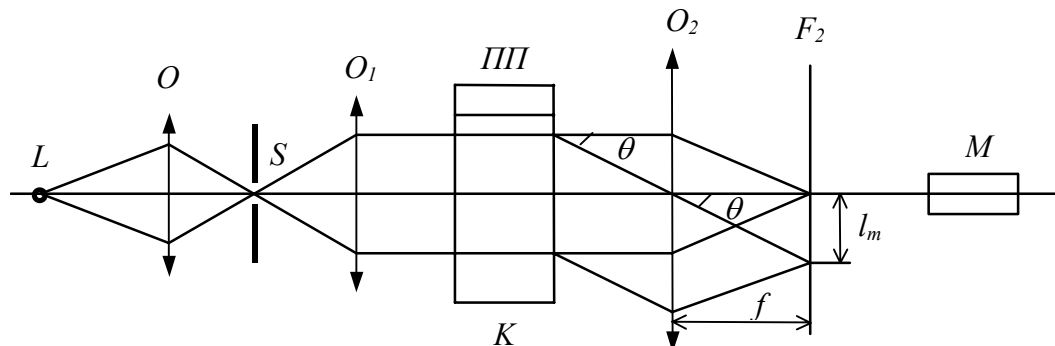
Треугольник волновых векторов для дифракции Брэгга, удовлетворяющий закону сохранения импульса, показан на рис. 2, б. Видно, что угол между падающим и дифрагированным светом равен 2α . Наибольшее отражение при дифракции Брэгга имеет место, таким образом, при падении света на УЗ-решетку под углом скольжения

$$\sin\alpha = \lambda/2\Lambda = k_3/2k.$$

В работе исследуется только дифракция света в режиме Рамана–Ната (при нормальном падении света на звукопровод и условиях $\lambda L/\Lambda^2 \ll 1$).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Оптическая схема установки для наблюдения дифракции света на ультразвуковой волне представлена на рис. 3.



Р и с. 3

Источник света L , в качестве которого используется ртутная лампа ДРШ-250, через конденсор O освещает щель S , расположенную в фокальной плоскости объектива O_1 . Ширину щели устанавливают с помощью микрометрического винта порядка 0,05 мм. Выходящий из объектива O_1 параллельный пучок света проходит через кювету K с дистиллированной водой и в фокальной плоскости F_2 второго объектива O_2 образуется изображение щели S , которая играет роль точечного источника света. Ультразвуковые волны, возбуждаемые в воде пластинкой III из титаната бария, распространяются перпендикулярно световой волне. На пьезопластинку подается напряжение ультразвуковой частоты от генератора (на рис. не показан). Частота генератора может быть более точно определена с помощью электронного частотомера. При определенной частоте в фокальной плоскости второго объектива O_2 образуется дифракционная картина, наблюдаемая при помощи микроскопа M , снабженного окулярным микрометром.

Из формулы (6) видно, что положение максимума определенного порядка m зависит от длины волны света. Т. к. источник света (ртутная лампа) излучает дискретный набор длин волн, то каждый порядок максимума (кроме $m = 0$) разлагается в спектр, а число m называют порядком спектра. Поэтому дифракционная картина представляет собой дискретный набор изображений щели S , представленных в различных цветах. При этом этот дискретный набор повторяется несколько раз.

Для получения дифракционной картины достаточно большой яркости нужно установить пластинку титаната бария так, чтобы она была параллельна противоположной стенке кюветы. При этом в жидко-

сти образуется стоячая ультразвуковая волна и амплитуда давлений в ней в два раза больше, чем в бегущей. Поэтому изменение показателя преломления выражено резче и дифракционная картина имеет большую яркость. Периоды же дифракционных решеток, образованных стоячей и бегущей ультразвуковыми волнами, одинаковы. Свет проходит жидкость в кювете за ничтожно малое время и бегущую волну можно при этом считать неподвижной.

В случае необходимости настройку установки можно производить в следующем порядке. Убирают с оптической скамьи кювету с жидкостью, объектив O_2 и микроскоп M . Изменяя расстояние между объективом O_1 и щелью S , добиваются того, чтобы из объектива выходил параллельный пучок света. Параллельность пучка контролируется с помощью зрительной трубы, настроенной на бесконечность. Затем обратно устанавливают на скамью кювету с жидкостью, объектив и микроскоп, фокусируя его на изображение щели S , образующееся в фокальной плоскости F_2 объектива O_2 , и включают генератор ультразвуковой частоты. Плавно изменяя частоту настройки генератора от 1 до 10 МГц, добиваются появления дифракционных полос в поле зрения микроскопа.

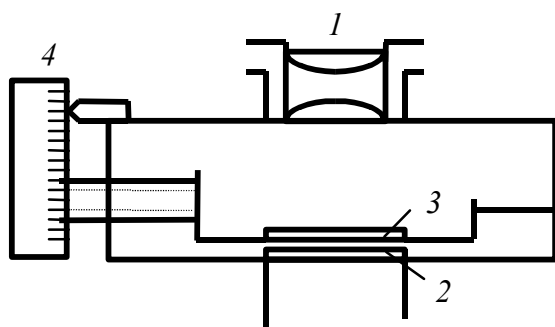
Четкость дифракционных полос зависит от ряда факторов:

- от ширины щели S ;
- от наклона ее по отношению к вертикали;
- от угла наклона кюветы к падающему пучку световых лучей.

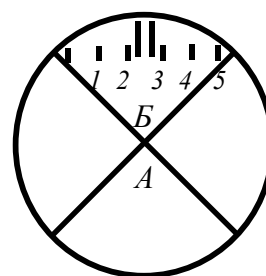
Обычно оптимальные условия наблюдения подбираются экспериментально. Особое внимание рекомендуется обратить на явление, возникающее при поворотах кюветы (когда меняется угол между направлением света и ультразвуковой волной). После настройки установки переходят к измерениям. При помощи микроскопа, снабженного окулярным микрометром, измеряют расстояние между нулевым и дифракционным максимумами всех высших порядков, как положительных, так и отрицательных. В случае необходимости микроскоп можно смещать в направлении, перпендикулярном к оптической оси. При дифракции на ультразвуковой волне с частотой порядка 9 МГц измеряют расстояние между нулевым и дифракционными максимумами высших порядков для видимых цветов (синий, зеленый, желтый).

Окулярный микрометр представляет собой окуляр I , в который вмонтирована измерительная шкала 2 (рис. 4). Шкала расположена точно в плоскости действительного изображения, создаваемого объек-

тивом микроскопа, и вместе с этим изображением рассматривается через окуляр. При вращении измерительного барабана 4, в поле зрения окулярного микрометра, как показано на рис. 5, перемещается крестообразный указатель А и связанный с ним индекс в виде двойной линии В, которые выгравированы на нижней стороне стеклянной пластинки 3 (рис. 4).



Р и с. 4



Р и с. 5

Принцип измерения состоит в том, что вращением измерительного барабана 4 (рис. 4) совмещают перекрестие крестообразного указателя с серединой нулевого дифракционного максимума (изображение щели S в отсутствие ультразвуковой волны) и замечают при этом его координату. Причем целые деления показывает индекс B (рис. 5) непосредственно в поле зрения, а сотые – указатель на шкале барабана. Точно таким же образом находят координаты любого дифракционного максимума высшего порядка. Разность двух координат, умноженная на цену деления, будет равна линейному расстоянию между данными дифракционными максимумами. Цена деления зависит только от объектива и определяется предварительно с помощью объективного микрометра, а грубо может быть оценена с помощью обычной миллиметровой линейки.

Результаты измерений представляют в виде графиков, откладывая по оси ординат расстояние до дифракционных максимумов различных порядков l_m , а по оси абсцисс – номера соответствующих порядков m . В случае разрешения дифракционной картины по цветам графики строят для каждого цвета в отдельности.

По наклону графиков с помощью формулы

$$\Lambda = \lambda f \frac{(m_2 - m_1)}{(l_{m_2} - l_{m_1})} \quad (9)$$

определяют длину ультразвуковой волны, на которой происходила дифракция.

Параметр f – фокусное расстояние объектива O_2 (рис. 3); λ – длина световой волны. Формула (9) получена из формулы (6) в предположении, что $\sin \theta_m \approx \operatorname{tg} \theta_m = l_m / f$.

Зная длину ультразвуковой волны Λ и частоту F , можно рассчитать скорость распространения ультразвуковой волны в данной жидкости и на данной частоте:

$$v = \Lambda F. \quad (10)$$

Полученные результаты (усредненные) сравниваются с табличными данными.

З А Д А Н И Е

1. Проверить правильность настройки установки, т.е. убедиться, что в отсутствие ультразвуковой волны в микроскопе видно четкое изображение щели. В противном случае произвести юстировку системы так, как описано в инструкции.

2. Включить генератор и, плавно изменяя частоту в интервале (2...3) МГц, получить дифракционную картину. Частота выбирается такой, чтобы яркость дифракционной картины была максимальной. Измерить расстояние между нулевым и дифракционным максимумами всех высших порядков, как положительных, так и отрицательных. Результаты измерений представить в виде графиков и по формулам (9) и (10) рассчитать среднее значение длины волны и скорости распространения ультразвуковой волны. Длину волны света принять равной $5,5 \cdot 10^{-5}$ см.

3. Получить дифракционную картину на частоте ультразвука порядка 9 МГц. Измерить расстояние между нулевым и дифракционными максимумами высших порядков для трех световых волн: синей ($\lambda = 4,347 \cdot 10^{-5}$ см), зеленой ($\lambda = 5,461 \cdot 10^{-5}$ см) и желтой ($\lambda = 5,78 \cdot 10^{-5}$ см). Результаты измерений представить в виде графиков, с использованием формул рассчитать среднее значение длины ультразвуковой волны и скорости ее распространения в данной среде.

Параметры установки:

1. Цена деления микрометра $\alpha = 0,8$ мм/дел.
2. Фокусное расстояние объектива $f = 0,38$ м.

Параметры установки могут быть изменены.

В О П Р О С Ы

1. Описать дифракцию света на амплитудной дифракционной решетке.
2. Чем отличаются между собой амплитудные и фазовые дифракционные решетки?
3. В чем сущность акустооптических и оптико-акустических эффектов?
4. Объяснить возникновение дифрагированного излучения на ультразвуковой волне.

5. Описать оптическую схему установки для наблюдения дифракции света на ультразвуковой волне.
6. В чем сущность пьезоэффекта?
7. Описать окулярный микрометр, его схему и принцип измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ландсберг Г.С.* Оптика. 5-е изд. М.: Наука, 1976. §§ 71,72,76,77,78.
2. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики: Оптика. М.: Наука, 1980. §§ 9,10,11.
3. *Калитеевский Н.И.* Волновая оптика М.: Высшая школа, 1978.
4. *Матвеев А.Н.* Оптика. М.: Высшая школа, 1985.
5. *Саржевский А.М.* Оптика. Мн: Университетское, Т. 1–1984, Т. 2–1986.
6. Руководство к лабораторным занятиям по физике / Под ред. А.Л. Гольдина. 2-е изд. М.: Наука, 1973.
7. Физический практикум. Электричество и оптика / Под ред. В.И. Ивероной. 2-е изд. М.: Наука, 1968.
8. Физический практикум / Под ред. Г.С. Кембровского. Мн.: Университетское, 1986.