

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 17

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЯХ В КРИСТАЛЛЕ

Оборудование: Акустооптический модулятор МЛ-202 (исследуемый кристалл), высокочастотный генератор Г4-143, гелий-неоновый лазер, юстировочный столик, экран.

Цель работы: Исследование дифракции света на ультразвуковых колебаниях в кристалле в режимах "толстой" и "тонкой" решетки; определение скорости ультразвука в кристалле кварца.

1. Краткая теория

Дифракция света на ультразвуке

При распространении акустической волны в жидкости или кристаллическом веществе возникают локальные сжатия и разрежения среды (рис. 1). Это приводит к возникновению периодических оптических неоднородностей, обусловленных различием показателей преломления в области сжатия и разрежения. Если период этих неоднородностей меньше ширины пучка, то в среде происходит дифракция света на бегущей со скоростью звука фазовой дифракционной решетке. Поскольку скорость света намного больше скорости акустической волны, то такая решетка может рассматриваться для световых волн как статическая. Таким образом, распространение света в среде, где имеется акустическая волна, т.е. взаимодействие световых и акустических волн, может быть рассмотрено с позиции теории дифракции. Для

звуковых волн период неоднородностей намного больше длины световой волны, поэтому дифракция света не наблюдается. Дифракционные эффекты заметны только для ультразвуковых и гиперзвуковых акустических волн с частотой $\Omega > 10^6$ Гц¹.

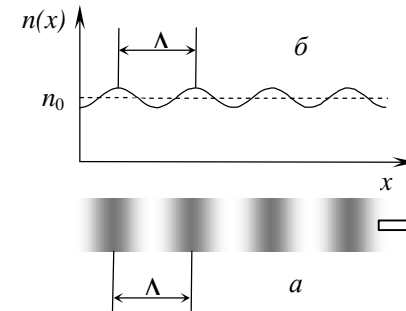


Рис. 1. Изменение плотности среды (а) и модуляция показателя преломления (б) при распространении ультразвуковой волны

Характер дифракции существенно зависит от длины L области взаимодействия света и звука. Строгое теоретическое рассмотрение задачи дифракции световых волн на акустической волне является достаточно сложным. Поэтому мы ограничимся качественным рассмотрением двух предельных случаев: *дифракции Рамана-Ната* (режим «тонкой» решетки) и дифракции Брэгга (режим «толстой» решетки).

Дифракция Рамана-Ната. Если толщина акустического слоя в жидкости или кристалле мала, то изменением направления распространения света внутри среды можно пренебречь. Влияние ультразвука будет

¹ Напомним, что ультразвуком называются акустические волны с частотой $\Omega > 20$ кГц; гиперзвуком – с частотой $\Omega > 1000$ МГц.

заключаться в изменении фазы проходящего света, т.е. акустическое поле можно рассматривать как плоскую фазовую синусоидальную решетку. Под воздействием акустической волны небольшой амплитуды показатель преломления среды будет изменяться по закону:

$$n(x) = n_0 \left(1 + p \cos \left(\frac{2\pi x}{\Lambda} \right) \right),$$

где Λ - длина акустической волны, n_0 - показатель преломления среды вне акустического поля, p - параметр, зависящий от интенсивности ультразвука ($p \ll 1$).

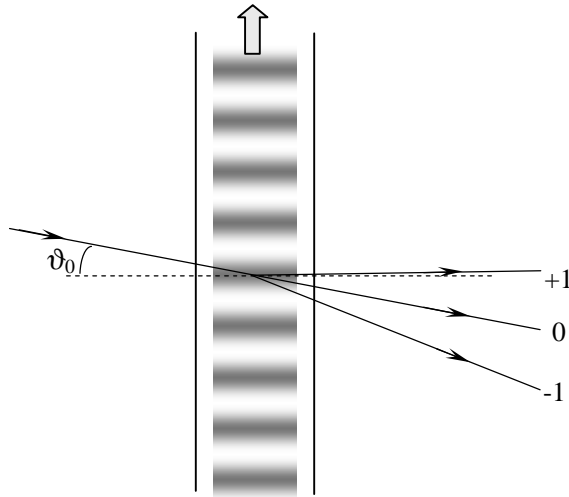


Рис. 2. Дифракция света на ультразвуке: дифракция Рамана-Ната

Принимая во внимание, что рассматриваемая задача подобна задаче дифракции света на амплитудной синусоидальной решетке, период которой равен Λ , можно считать, что и в данном случае также будут наблюдаться

два симметричных дифракционных максимума (рис. 2) положение которых будет определяться условием:

$$\sin \vartheta = \sin \vartheta_0 \pm \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (1)$$

где ϑ_0 - угол, который составляет акустическая дифракционная решетка по отношению к направлению падающего света. Дифракция Рамана-Ната происходит при любом угле падения света на ультразвуковой столб.

С другой стороны, мы можем рассматривать данное явление, как фазовую модуляцию световой волны волной акустической. Как известно, модуляция фазы волны приводит к возникновению колебаний с несущей частотой и двух боковых частот. Центральному максимуму, для которого $m=0$, будет соответствовать частота ω , симметричным боковым максимумам ± 1 -го порядка – соответственно частоты $\omega + \Omega$ и $\omega - \Omega$, где Ω - частота ультразвука.

При малых интенсивностях ультразвуковой волны наблюдается всего три максимума – центральный и два боковых. При больших интенсивностях ультразвуковой волны глубина модуляции будет значительной. Это приведет к тому, что фазовая акустическая решетка не будет синусоидальной, а будет представлять сумму нескольких решеток, период которых кратен Λ . Это приведет к тому, что в дифракционном спектре будут наблюдаться максимумы второго и более высокого порядков в соответствии с условием: $\sin \vartheta_m = \sin \vartheta_0 + \frac{m\lambda}{\Lambda}$.

Частота света в этих порядках дифракции будет представлять комбинации частоты световой и акустической волны:

$$\omega_m = \omega_0 + m\Omega,$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Дифракция Брэгга. В случае «толстой» решетки световой пучок при прохождении поля акустической волны испытывает дифракцию на объемной периодической решетке (рис. 3). Характер дифракции света подобен дифракции рентгеновских волн на кристаллической структуре. При этом наряду с максимумом нулевого порядка может образовываться только один дифракционный максимум.

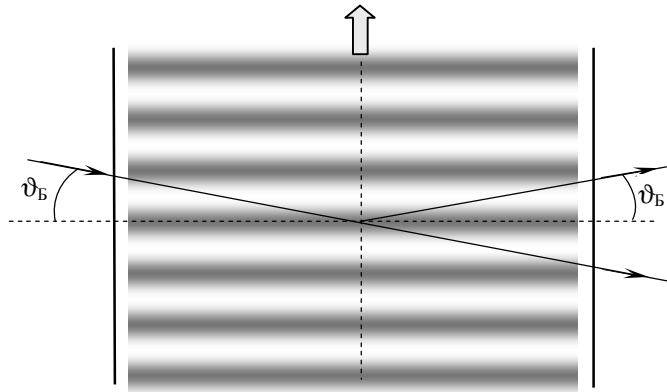


Рис. 3. Дифракция света на ультразвуке: дифракция Брэгга

Условием появления максимума является выполнение условия Вульфа-Брэггов, которое в данном случае имеет вид:

$$\sin \vartheta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda}. \quad (2)$$

«Толстой» следует считать такую акустическую решетку, при прохождении через которую пучок света пересекает большое число периодов. Пусть L - толщина решетки (рис. 4) и $\vartheta_p = \frac{\Lambda}{L}$ - ее угловая ширина, тогда

решетку можно считать толстой при выполнении условия $\vartheta_{Br} \gg \vartheta_p$, т.е. $\frac{\lambda}{2\Lambda} \gg \frac{\Lambda}{L}$. Откуда получим:

$$\Lambda^2 \ll \lambda L. \quad (3)$$

Соответственно дифракция Рамана-Ната будет наблюдаться при выполнении условия

$$\Lambda^2 \geq \lambda L.$$

В промежуточном случае, когда $\Lambda^2 \approx \lambda L$, свет, отклоненный в первый порядок, вновь дифрагирует на акустической волне, переходя либо в нулевой порядок, или, дифрагируя на угол $\sin \vartheta'_B = \frac{\lambda}{2\Lambda}$ распространяется во второй порядок. Свет, который отклонился во второй порядок, вследствие дифракции может частично отклониться в третий порядок и т.д. В результате исходный пучок дифрагирует, разбиваясь на целую серию лучей, частоты которых представляют комбинации частоты света и частоты акустической волны: $\omega_m = \omega_0 + m\Omega$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Направления распространения этих лучей

будут определяться условиями $\sin \vartheta_m = \sin \vartheta_0 + \frac{m\lambda}{\Lambda}$.

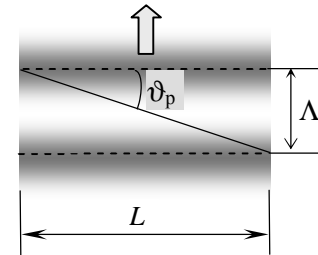


Рис. 4. К определению условия для «толстой» и «тонкой» акустической решетки

С позиции квантовой теории акустическая волна в конденсированной среде представляется как распространение квазичастиц – фононов, имеющих энергию $\hbar\Omega$ и импульс $\hbar\mathbf{q}$. Дифракция света на акустической волне рассматривается как рассеяние фотона с энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar\mathbf{k}$ на акустических фононах. При этом должны выполняться законы сохранения энергии и импульса:

$$\hbar\omega + \hbar\Omega = \hbar\omega' \text{ и } \hbar\mathbf{k} + \hbar\mathbf{q} = \hbar\mathbf{k}',$$

откуда следует

$$\omega' = \omega + \Omega \text{ и } \mathbf{k}' = \mathbf{k} + \mathbf{q}. \quad (4)$$

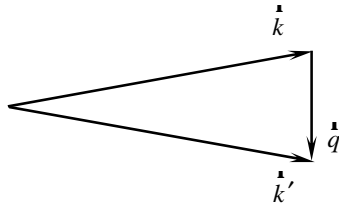


Рис. 5. Дифракция света на ультразвуке: расположение волновых векторов \mathbf{k} , \mathbf{k}' и \mathbf{q} .

При дифракции в -1 -й порядок происходит процесс испускания фонона с частотой Ω фотоном, распространяющимся в среде. Законы сохранения в этом случае приводят к соотношениям:

$$\omega' = \omega - \Omega \text{ и } \mathbf{k}' = \mathbf{k} - \mathbf{q}. \quad (5)$$

Соотношения (4)-(5) называются условиями фазовой синхронности или условиями пространственного синхронизма. Поскольку $q \ll k$, то волновые векторы \mathbf{q} , \mathbf{k} и \mathbf{k}' образуют практически равнобедренный треугольник, с углом при вершине близким к нулю. Это означает, что волновые векторы световой и ультразвуковой волн почти ортогональны (рис. 5). Таким образом, для наблюдения дифракции света

на ультразвуке необходимо световой пучок направлять практически перпендикулярно направлению распространения акустической волны.

На явлении дифракции света в кристаллах основан целый класс акустооптических приборов: дефлекторов и модуляторов света, имеющих в настоящее время многочисленные применения.

Явление дифракции света на ультразвуке позволяет также исследовать свойства акустических волн, например, определять скорость их распространения в различных средах. Действительно, поскольку скорость V и длина волны связаны очевидным соотношением $\Lambda = v/\Omega$, то из условия Вульфа-Брэггов следует

$$v = \frac{m\lambda}{2 \sin \vartheta} \Omega. \quad (6)$$

Входящие в соотношение (4.81) величины могут быть измерены или заданы с очень высокой точностью. Это позволяет определять точные значения скорости ультразвука.

2. Описание установки

Схема лабораторной установки изображена на рис. 6. Все оптические элементы расположены на одном рельсе. Монохроматическое излучение гелий-неонового лазера направляется на акустооптический модулятор МЛ-202. Модулятор установлен на юстировочном столике, что позволяет его располагать под необходимым углом по отношению лазерному лучу. Дифракционную картину наблюдают на экране Э. Для возбуждения акустических волн в кристалле модулятора подается электрический сигнал от высокочастотного генератора Г4-143 мощностью 0,5 - 1 Вт.

Акустооптический модулятор МЛ-202 конструктивно представляет собой металлический корпус, в котором размещен акустооптический элемент, состоящий

из звукопровода – призмы из кварца КУ–1, к которой методом диффузионной сварки прикреплены пьезопреобразователь из ниобата лития и катушка индуктивности, необходимая для согласования входного импеданса преобразователя с трактом управляющего сигнала. На корпусе имеется разъем для подключения модулятора к генератору.

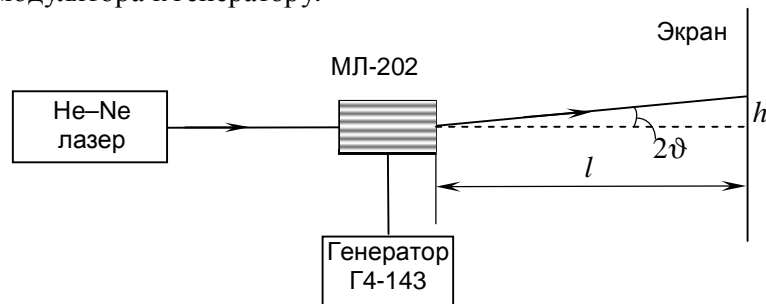


Рис. 6. Схема лабораторной установки по наблюдению дифракции света на ультразвуке

3. Порядок выполнения работы

Перед выполнением работы необходимо внимательно изучить устройство и принцип работы модулятора, ознакомиться с рекомендуемой литературой и содержанием работы.

Упражнение 1. Наблюдение дифракции Брэгга.

Измерение скорости звука дифракционным методом

1. Подайте на модулятор управляющий сигнал частотой $\Omega_0 = 110 \pm 1$ МГц. Выходное напряжение генератора установите на максимуме. Точной подстройкой частоты вблизи Ω_0 настройтесь на резонанс. Определить резонансную частоту можно

по индикатору выходного напряжения: в момент резонанса он покажет максимальное значение.

2. Юстировкой столика, путем поворота кристалла на небольшой угол, добейтесь максимальной интенсивности дифрагированного пучка.
3. Измерив расстояние от модулятора до экрана l , а также расстояние от центрального до первого максимума h , определите угол дифракции:

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{h}{2l}.$$
4. Увеличьте частоту управляющего сигнала в несколько раз. Постройте зависимость угла Брэгга от частоты генератора. Сравните полученные результаты с теорией.

Примечание. Старайтесь каждый раз настроиться на резонанс модулятора.

5. По полученным в п. 3 данным, пользуясь формулой (6) и принимая во внимание, что для малых углов $\sin \vartheta \approx \operatorname{tg} \vartheta$, определите скорость звуковой волны в звукопроводе модулятора.
6. Оцените погрешности измерений.

Упражнение 2. Наблюдение режима Рамана–Ната

1. Понижайте частоту генератора $\Omega_0 = 110$ МГц до $\Omega_1 = 95$ МГц, настраиваясь каждый раз на максимум дифракции. Объясните наблюдаемое изменение дифракционной картины.
2. Определите граничную частоту Ω_{\min} , когда дифракционная картина станет близкой к симметричной (режим Рамана–Ната). Сравните полученный результат с теоретической оценкой по предельным значениям

см. формулу (3). При проведении расчетов используйте следующие данные:

- длина модулятора $L = 3,5$ см;
- длина волны излучения гелий-неонового лазера $\lambda = 633$ нм.

Значение длины волны ультразвука в кристалле определите на основании данных предыдущего упражнения.

Список литературы

Основная

1. Маскевич А.А. Оптика. Учебн. пособие / А.А. Маскевич.- Инфра-М, Новое знание, Минск-Москва, 2012.- 656 с.
2. Матвеев А.Н. Оптика. Учеб. пособие для физ. спец. вузов.- М.: Высш. шк., 1985.-351 с.
3. Бутиков Е.И. Оптика. Учеб. пособие для вузов/ Под ред. Н.И. Калитиевского, М. :Высш. шк., 1986.-512 с.
4. Саржевский А.М. Оптика. В 2-х т. Учеб. пособие для физ. спец. ун-тов.-Мн.: Из-во “Университетское”, 1984.- Т. 1-2.
5. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 4. Оптика. -Учеб. пособие. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1985.- 751.с.

Дополнительная

1. Лансберг Г.С. Оптика. -Учеб. пособие. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1976.- 926 с.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1973.- 719 с.
3. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985 г.
4. Магдич Л.Н., Молчанов В.Н. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. Радио, 1978 г.

5. Левин В.М., Маев Р.Г., Проклов В.В. Свет и звук: взаимодействие в среде. М.: Знание,1981.- 61с.