

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ КОЛЕБАНИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕВЗАИМНОГО ЭФФЕКТА  
В КОЛЛИНЕАРНОМ АКУСТООПТИЧЕСКОМ  
ФИЛЬТРЕ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛА  
НИОБАТА ЛИТИЯ

Дипломная работа  
студента 6 курса  
ДЬЯКОНОВА Е. А.

Допущена к защите  
"        " декабря 2008 года

Заведующий кафедрой физики колебаний  
профессор ЛОГГИНОВ А. С.

Научный руководитель  
доцент ВОЛОШИНОВ В. Б.

МОСКВА - 2008

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	3
1. Историческая справка.....	5
2. Физические причины невязности коллинеарного акустооптического взаимодействия.....	7
3. Уравнение связанных мод и его решение в случае коллинеарного взаимодействия.....	14
4. Рассмотрение акустооптического взаимодействия в приближении малой эффективности дифракции.....	18
5. Вычисление параметров невязного эффекта на примере кристалла ниобата лития.....	22
6. Экспериментальное исследование невязного эффекта.....	28
Заключение.....	33
Список использованной литературы.....	35

## ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в научных исследованиях, некоторых отраслях народного хозяйства и военной технике всё чаще стали применяться акустооптические приборы [1-3]. Принцип действия этих приборов заключается в возможности взаимодействия при определённых условиях распространяющейся в веществе ультразвуковой волны высокой частоты и луча света, проходящего через это вещество. Одним из основных классов акустооптических приборов являются перестраиваемые акустооптические фильтры [4]. Их назначение заключается в том, чтобы пропускать одну заданную спектральную составляющую входящего в прибор света и задерживать все остальные. Какая именно спектральная составляющая пропускается на выход прибора, зависит от частоты ультразвука. Если ультразвуковой сигнал имеет сложный спектр, то есть содержит несколько гармонических составляющих с различными частотами, то спектр света на выходе фильтра тоже будет иметь несколько спектральных составляющих соответственно спектру ультразвука. Таким образом, при изменении спектрального состава ультразвука можно управлять спектральным составом света на выходе прибора. Ввиду того, что ультразвук сравнительно легко возбудить электрическим сигналом, акустооптический фильтр предоставляет исключительное удобство в выделении из падающего света необходимых спектральных составляющих, причём перестройка прибора может быть осуществлена очень быстро исключительно электрическим способом. Очевидно, что этот прибор может найти широкое применение в таких областях, как спектральный анализ оптических и радиосигналов, обработка информации, распознавание образов, ночное видение и многих других разделах науки и техники. При этом системы, в состав которых входит акустооптический фильтр, могут работать в полностью автоматическом режиме, в том числе в реальном масштабе времени, с управлением от быстродействующих электронных вычислительных машин или иных автоматических быстродействующих управляющих устройств. Ещё одним преимуществом акустооптических приборов перед прочими приборами, предназначенными для решения аналогичных задач, является возможность их использования не только в лабораторных, но также и в производственных или полевых условиях.

Основной характеристикой любого спектрального прибора является разрешающая способность, соответствующая наименьшей ширине спектральной линии, которую этот прибор может выделить. Интенсивное развитие средств электронной и оптоэлектронной техники, вообще, и акустооптики, в частности, обеспечило возможность разработки

перестраиваемых акустооптических фильтров с очень узкой полосой пропускания. Однако, это привело к необходимости учитывать при проектировании, конструировании и использовании приборов некоторые малые эффекты, которые ранее не учитывались, но теперь уже могут заметно сказаться на характеристиках фильтров. Одним из таких эффектов является невзаимный эффект, который и рассмотрен в предлагаемой дипломной работе. Суть невзаимного эффекта заключается в том, что если поменять местами оптический вход и оптический выход прибора, то есть пропустить свет в противоположном направлении, не изменяя частоты ультразвука, то в общем случае фильтр будет выделять различные спектральные компоненты [5-9]. Это различие в длинах волн света очень мало, однако при неуклонном улучшении характеристик приборов, и, как следствие, сужении полосы пропускания, оно может стать заметным. Учитывать различие длин волн света особенно важно, если оно сравнимо с шириной полосы пропускания фильтра или превышает её.

В работе проведено общее теоретическое рассмотрение невзаимного эффекта на примере модельной задачи, когда на вход перестраиваемого акустооптического фильтра подаётся монохроматический свет. Такая задача эквивалентна задаче о реальных условиях работы прибора, потому что разница пропускаемых длин волн света при неизменной частоте ультразвука неизбежно приводит к разнице частот ультразвука, требуемых для пропускания прибором одной и той же длины волны света при смене направления его (света) распространения. И то, и другое, как легко понять, является следствием невзаимного эффекта. Ввиду того, что в перестраиваемых акустооптических фильтрах используется особый - так называемый коллинеарный - режим взаимодействия света с ультразвуком, когда луч света пронизывает ультразвуковой столб в направлении распространения ультразвука, в работе проведено рассмотрение именно такого случая. Наконец, в работе рассмотрен вопрос о количественной характеристике влияния невзаимного эффекта на работу прибора. Приведён численный пример, демонстрирующий существенную необходимость учёта невзаимного эффекта в коллинеарном акустооптическом фильтре. Кроме того, описана созданная в соответствии с этим примером экспериментальная установка, предназначенная для обнаружения невзаимного эффекта.

## 1. ИСТОРИЧЕСКАЯ СПРАВКА

Явление дифракции света на ультразвуковой волне, распространяющейся в воде, обнаружили в 1932 году французские учёные Люка и Бикар и независимо от них американские учёные Дебай и Сирс. В 1930-е годы индийские физики Раман и Нат рассмотрели задачу о дифракции света на ультразвуковой волне и создали соответствующую теорию этого физического явления [4].

Однако настоящий расцвет акустооптики как отдельной научно-технической дисциплины пришёлся на 1960-е годы, когда был изобретён оптический квантовый генератор, то есть лазер. Оказалось, что лазер является источником практически неограниченной по мощности световой волны высокой монохроматичности, малой расходимости и высокой пространственной когерентности фронта. Эти его особые качества привлекли внимание специалистов, позволив им создать принципиально новые приборы [1]. Именно тогда и возникла проблема управления интенсивностью и направлением распространения светового луча с помощью быстродействующих оптико-электронных приборов. Тогда же выяснились особенности акустооптического взаимодействия, зачастую делающие его незаменимым для решения задач управления оптическим излучением [2,3,10].

По мере развития акустооптики происходит освоение всё более высоких частот ультразвука, и в настоящее время созданы акустооптические устройства, работающие с частотами ультразвуковой волны вплоть до нескольких тысяч мегагерц [4]. Несмотря на очевидные технические трудности, связанные с применением высокочастотных электромагнитных колебаний, это оказывается необходимым с целью повышения быстродействия и информационной ёмкости устройств. На таких высоких частотах становятся заметными эффекты, которыми до настоящего времени обычно пренебрегали. К их числу относится невзаимность акустооптического взаимодействия, которая заключается в различии условий синхронизма при распространении света в противоположных направлениях [4-9, 11-16].

Невзаимный эффект при акустооптическом взаимодействии рассматривался во многих научных работах. Такими работами являются, в частности, работы Голокоза П.П. и Обозненко Ю.Л. [11,12], Зильбермана Г.Е. и Купченко Л.Ф. [13,14], Никаноровой Е.А. [15], Антонова С.Н. [16] и некоторых других авторов. Однако это рассмотрение было преимущественно теоретическим и к тому же никогда не относилось к коллинеарному акустооптическому взаимодействию. Между тем, невзаимность акустооптического

взаимодействия наиболее сильно проявляется именно в коллинеарном случае [5-7]. В то же время, на принципе коллинеарного акустооптического взаимодействия основана работа целого класса современных акустооптических приборов - перестраиваемых акустооптических фильтров.

Невзаимный эффект при коллинеарном акустооптическом взаимодействии был впервые рассмотрен в научных работах Доброленского Ю.С. [6,7] и обобщён в недавно защищённой им в Московском университете кандидатской диссертации [5]. Следует отметить, что работа Доброленского Ю.С. является как теоретической, так и экспериментальной.

Предлагаемая дипломная работа относится к той же самой теме и основана на результатах, полученных Доброленским Ю.С. Отличие от упомянутых работ состоит в большем внимании, уделённом рассмотрению влияния затухания ультразвука на невзаимный эффект, а также существенных технических усовершенствованиях экспериментальной установки, включая проведение измерений на более коротких длинах волн света. Кроме того, в данной дипломной работе проведены вычисления параметров невзаимного эффекта для различных длин волн света и установлены соответствующие зависимости. Это имеет практическую важность, поскольку специфика работы коллинеарных акустооптических фильтров состоит именно в их избирательности по длине волны светового излучения при работе в широком диапазоне длин волн.

## 2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЧИНЫ НЕВЗАИМНОСТИ КОЛЛИНЕАРНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Акустооптическим взаимодействием называется физическое явление, при котором распространяющаяся в среде ультразвуковая волна влияет на распространение световой волны в этой же среде. Акустооптическое взаимодействие наблюдается практически во всех материальных средах и обусловлено наличием фотоупругого эффекта - изменения показателя преломления среды под действием механической деформации. Подробное разъяснение физической сущности этого явления можно найти в [2,4].

Условием, при котором возможно эффективное акустооптическое взаимодействие, является так называемое условие синхронизма, которое накладывается на частоты и волновые векторы взаимодействующих волн. Это условие имеет вид

$$\begin{aligned} \vec{k}_i \pm \vec{k} &= \vec{k}_d \\ \omega_i \pm \Omega &= \omega_d \end{aligned} \quad (1)$$

где величины с индексом  $i$  относятся к падающему свету, величины с индексом  $d$  - к дифрагированному свету, а величины без индексов - к ультразвуку. Из уравнений видно, что акустооптическое взаимодействие наблюдается только при определённых направлениях распространения и частотах взаимодействующих волн, то есть оно обладает избирательностью как по углу между волновыми векторами, так и по их абсолютным значениям.

В оптически изотропной среде, где показатель преломления света не зависит от направления его распространения, акустооптическое взаимодействие наблюдается как дифракция света на ультразвуковой волне, то есть отклонение части энергии светового луча в один или несколько добавочных максимумов. Разумеется, длины волн света и ультразвука должны быть сравнимы по величине; при слишком малой частоте ультразвуковой волны дифракция наблюдаться не будет. Рассмотрение этого случая можно найти в [1]. В дальнейшем будет подразумеваться, что частота ультразвуковой волны достаточно велика, чтобы наблюдалась именно дифракция света.

В оптически анизотропных, то есть двулучепреломляющих, средах картина акустооптического взаимодействия является более разнообразной. В частности, если падающая световая волна линейно поляризована, то плоскость её поляризации может смениться на взаимно перпендикулярную. Рассмотрение этого случая проводится методом векторных диаграмм, описанным, например, в работе [4]. Одним из вариантов

акустооптического взаимодействия, который можно осуществить только в двулучепреломляющей среде, является коллинеарное взаимодействие, когда волновые векторы световой и ультразвуковой волн направлены вдоль одной прямой. В этом случае взаимодействие сводится только к изменению плоскости поляризации света, но не направления его распространения. Такое взаимодействие используется в коллинеарных акустооптических фильтрах, поскольку обладает наибольшей избирательностью по длине волны света. Иначе говоря, ширина спектральной линии, в которой наблюдается взаимодействие, в коллинеарном режиме минимальна.

В работе рассматривается коллинеарное акустооптическое взаимодействие в одноосных кристаллах, имеющих два главных значения показателя преломления, равные  $n_o$  и  $n_e$ . Если учесть, что частота световой волны имеет порядок  $10^{15}$  Гц, а используемые в акустооптике частоты ультразвуковых волн не превышают  $10^{10}$  Гц, то второе из соотношений синхронизма (1) можно записать в виде

$$\omega_i \approx \omega_d = \omega \quad .$$

Вычислим частоту ультразвука, при которой возможен синхронизм при коллинеарном акустооптическом взаимодействии. Ввиду сонаправленности всех векторов, векторное соотношение можно заменить скалярным - для длин векторов - и записать

$$|\vec{k}_i| + |\vec{k}| = |\vec{k}_d| \quad ,$$

или

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_o + \frac{2\pi f_c}{V} = \frac{2\pi}{\lambda} n_e \quad ,$$

где  $\lambda = 2\pi c / \omega$  - длина волны света в вакууме,  $f_c$  - частота ультразвука,  $V$  - скорость его распространения в данной среде.

Отсюда можно получить искомое значение частоты ультразвука, при которой возможно коллинеарное акустооптическое взаимодействие [3-7,9]:

$$f_c = \frac{V}{\lambda} (n_e - n_o) \quad (2)$$

Представленное рассмотрение было проведено в допущении, что частоты волн падающего и дифрагированного света равны. На самом деле эти частоты различаются на величину, равную частоте ультразвука. Выше было указано, что это различие очень незначительно. Поэтому обычно при рассмотрении акустооптического взаимодействия такое различие не принимают во внимание. Однако, если различие в частотах учесть, то оказывается, что



условия синхронизма при сонаправленных и противоположно-направленных векторах падающего света и ультразвука не одинаковы. Для выяснения этого различия можно использовать рисунок 1. Он представляет собой векторные диаграммы для двух случаев коллинеарного взаимодействия.

Правая часть этого рисунка иллюстрирует случай, когда векторы  $\vec{k}_i$  и  $\vec{k}$  сонаправлены. Это отвечает знаку + в соотношениях синхронизма (1). Тогда они могут быть переписаны в таком виде:

$$\begin{aligned} \vec{k}_i + \vec{k} &= \vec{k}_d \\ \omega_i + \Omega &= \omega_d \end{aligned}$$

Выясним геометрический смысл векторной диаграммы. Пусть падающий свет имеет необыкновенную поляризацию. Волновое число падающего света равно  $|\vec{k}_i| = \omega_i n_e / c$ . Это означает, что при откладывании вектора  $\vec{k}_i$  от центра окружности с таким радиусом, конец вектора всегда будет лежать на этой окружности. Что же касается вектора дифрагированного света, то его длина должна быть равна  $|\vec{k}_d| = \omega_d n_e / c = (\omega_i + \Omega) n_e / c$ , то есть конец вектора будет лежать на окружности большего радиуса, чем это было бы в предположении равенства частот  $\omega_i = \omega_d$ . Эта окружность обозначена на рисунке 1 штриховой линией. Однако изменение радиуса окружности приводит, как видно из рисунка, к изменению длины вектора ультразвука  $\vec{k}$ , а значит и его частоты, при которой наблюдается синхронизм. Для нахождения этой частоты заметим из рисунка, что

$$|\vec{k}_i| + |\vec{k}| = |\vec{k}_d|$$

или

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_o + \frac{2\pi f_{c+}}{V} = \frac{2\pi}{\lambda} n_e + \frac{2\pi f_{c+} n_e}{c},$$

где введено обозначение  $\lambda = 2\pi c / \omega_i$  - длина волны падающего света в вакууме. Отсюда следует, что синхронизм наблюдается при частоте ультразвука, равной

$$f_{c+} = \frac{V}{\lambda} \cdot \frac{(n_e - n_o)}{(1 - \frac{V}{c} n_e)}.$$

Принимая во внимание, что  $\frac{V}{c} \ll 1$ ,  $n_e \sim 1$ , можно привести это выражение к виду

$$f_{c+} = f_c (1 + \frac{V}{c} n_e)$$

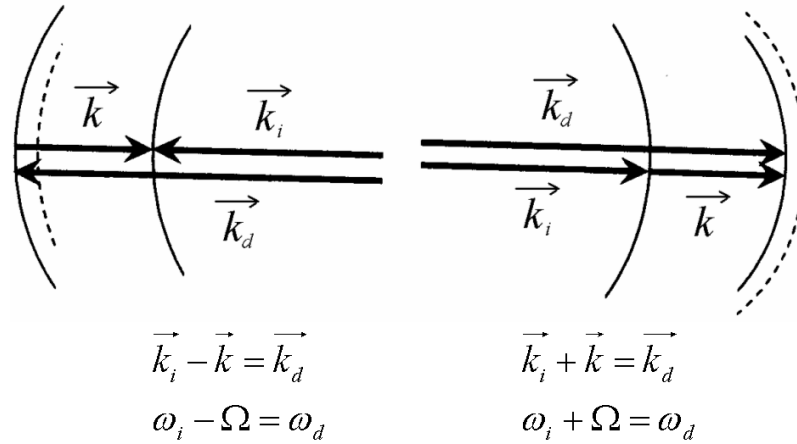


Рисунок 1.  
Векторные диаграммы, поясняющие принцип появления невязности коллинеарного акустооптического взаимодействия.

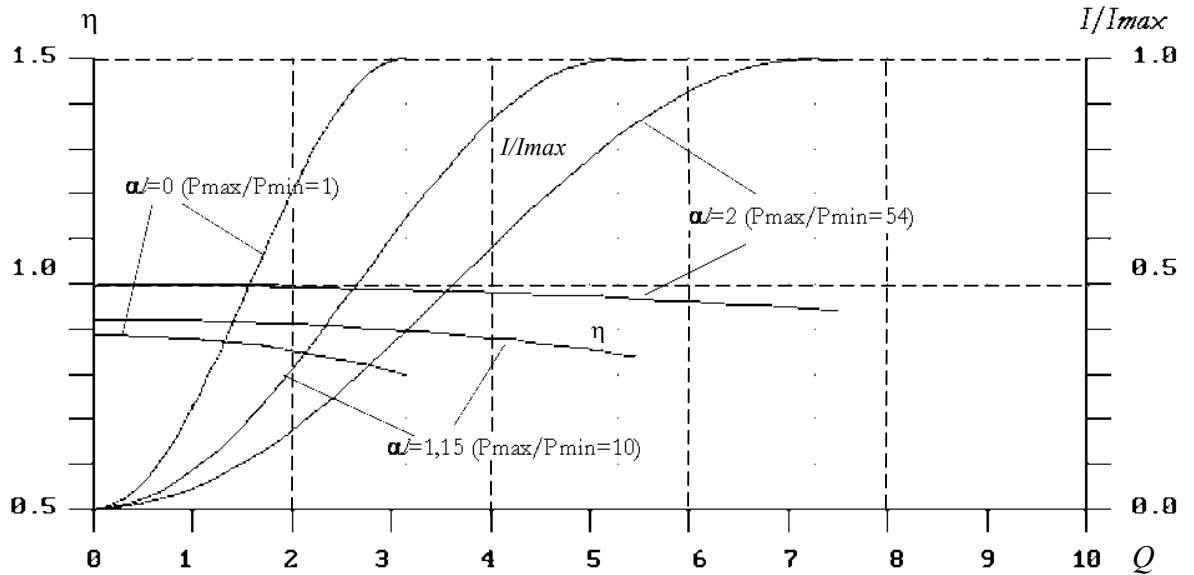


Рисунок 2.  
Зависимость относительной ширины полосы синхронизма  $\eta$  и эффективности дифракции при синхронизме  $I/I_0$  от коэффициента связи  $ql$  при различных значениях декремента затухания ультразвука.

Это выражение можно подвергнуть дальнейшему уточнению. Дело в том, что во всех реально существующих средах наблюдается такое явление, как дисперсия показателя преломления. Она заключается в том, что показатель преломления среды зависит от длины волны света. Поскольку дифрагированный свет имеет несколько иную длину волны, чем падающий, для него необходимо подставлять в формулу другое значение показателя преломления  $n_{e+} = n_e + \frac{dn_e}{d\lambda}(\lambda_d - \lambda)$ , где  $\lambda_d = 2\pi c / \omega_d$ .

Подставив это значение в формулу и проведя алгебраические преобразования, можно получить

$$f_{C+} = f_C \left( 1 + \frac{V}{c} n_e - \frac{V}{c} \lambda \frac{dn_e}{d\lambda} \right). \quad (3)$$

Видно, что учёт изменения частоты света при дифракции приводит к получению по сравнению с соотношением (1) несколько иного значения частоты ультразвука, при которой наблюдается синхронизм.

Из аналогичного рассмотрения для левой половины рисунка 1, когда векторы  $\vec{k}_i$  и  $\vec{k}$  противоположно направлены, следует, что  $\omega_i - \Omega = \omega_d$ , поэтому синхронизм будет наблюдаться при частоте ультразвука, равной

$$f_{C-} = f_C \left( 1 - \frac{V}{c} n_e + \frac{V}{c} \lambda \frac{dn_e}{d\lambda} \right). \quad (4)$$

Изменение частоты света при дифракции на ультразвуке можно объяснить не только как следствие из математического соотношения (1), а с физической точки зрения. Дело в том, что дифракция происходит не на неподвижной дифракционной решётке, а на неоднородностях показателя преломления в среде, вызванных ультразвуком и потому движущихся вдоль направления распространения ультразвука со скоростью его распространения. Поэтому изменение частоты света при его дифракции на движущейся решётке обусловлено эффектом Доплера.

Мы видим, что учёт изменения частоты световой волны при акустооптическом взаимодействии приводит к важному качественному выводу: акустооптическое взаимодействие наблюдается не при одной и той же частоте ультразвука, а при несколько различных его частотах в зависимости от того, распространяется световая волна навстречу ультразвуковой или вслед ей. Именно в этом и выражается невзаимность акустооптического взаимодействия. Значение этой разницы частот может быть вычислено с использованием формул (3) и (4), и оказывается равным [5-7,9]

$$\Delta f = f_{c+} - f_{c-} = \frac{2Vn_e}{c} f_c \left(1 - \frac{\lambda}{n_e} \cdot \frac{dn_e}{d\lambda}\right), \quad (5)$$

где величина  $f_c$  определена формулой (2).

Как видно из формулы (5), это различие в частотах ультразвука крайне мало, а именно, оно имеет порядок  $V/c$  по отношению к частоте ультразвуковой волны. Скорость распространения ультразвуковой волны равна нескольким километрам в секунду, то есть в  $10^5$  раз меньше скорости света в вакууме. Однако для экспериментального обнаружения невязимного эффекта важно иное обстоятельство, которое заключается в следующем.

Дело в том, что акустооптическое взаимодействие наблюдается не только при той частоте ультразвука  $f_c$ , при которой строго выполняется условие синхронизма, но и при других частотах ультразвука. С физической точки зрения это вызвано тем, что акустооптическое взаимодействие всегда происходит не в бесконечном пространстве, а в некоторой ограниченной области, называемой областью акустооптического взаимодействия. В свою очередь, это обстоятельство уже не позволяет рассматривать взаимодействующие волны как плоские и гармонические. При коллинеарном взаимодействии определяющую роль играет ограничение области акустооптического взаимодействия по длине. Это приводит к необходимости вносить поправки в условия, при которых наблюдается акустооптическое взаимодействие.

В результате получается, что акустооптическое взаимодействие можно наблюдать в некоторой полосе частот ультразвуковой волны вблизи частоты  $f_c$ . При этом наибольшая интенсивность дифрагированного света будет наблюдаться именно при этой частоте и плавно спадать при удалении от неё в соответствии с математической зависимостью, которая будет вычислена далее. Таким образом, если стоит задача наблюдать невязимный эффект в эксперименте, то отдельного исследования требует вопрос, насколько будут отличаться кривые зависимости интенсивностей дифрагированного света от частоты ультразвука при сонаправленных и противоположно-направленных волновых векторах ультразвука и света. Действительно, значительная интенсивность дифрагированного света будет наблюдаться не только при частоте ультразвука, равной  $f_c$ , а в некоторой полосе частот шириной  $\delta f$ . Разумеется, середина этой полосы будет соответствовать точному синхронизму, однако, если ширина этой полосы намного больше  $\Delta f$ , то есть разницы частот синхронизма, обусловленной невязимным эффектом, то эта разница будет незаметна на фоне общей широкой полосы.

Тогда обнаружение невязимности акустооптического взаимодействия станет затруднительным. Поэтому возможность наблюдения невязимного эффекта определяется не абсолютной величиной  $\Delta f$  самого этого эффекта, а его относительной величиной  $\Delta f / \delta f$ . Далее будет получено выражение для этого отношения из теоретических рассмотрений, а также проведено численное и экспериментальное исследование невязимного эффекта на примере кристалла ниобата лития.

### 3. УРАВНЕНИЕ СВЯЗАННЫХ МОД И ЕГО РЕШЕНИЕ В СЛУЧАЕ КОЛЛИНЕАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Рассмотрение акустооптического взаимодействия при помощи векторных диаграмм является наглядным, однако в значительной мере качественным. Это означает, что, хотя подобное рассмотрение позволяет правильно определить условия баланса фаз акустооптического взаимодействия (то есть направления и частоты волн, при которых оно осуществимо), оно ничего не говорит об условиях баланса амплитуд. Иначе говоря, из векторной диаграммы нельзя определить соотношения между мощностями ультразвуковой и световых волн при акустооптическом взаимодействии.

Это представляется возможным сделать лишь при математически строгом рассмотрении акустооптического взаимодействия как отыскании волнового решения уравнений электромагнитного поля (уравнений Максвелла) в области пространства с зависящей от трёх координат и от времени диэлектрической проницаемостью. Поскольку точное решение такой задачи невозможно, оно выполняется при необходимых упрощающих допущениях. Такое рассмотрение проведено в [4] и приводит к так называемому уравнению связанных мод. Это уравнение описывает в общем случае любое число порядков дифракции света на ультразвуке, однако при коллинеарном акустооптическом взаимодействии, как было показано выше, существует только два порядка дифракции. В этом случае уравнение связанных мод принимает вид [9]

$$\begin{aligned}\frac{dC_0}{d\xi} &= -\frac{Q}{2} e^{-A\xi} e^{iK\xi} C_1 \\ \frac{dC_1}{d\xi} &= \frac{Q}{2} e^{-A\xi} e^{-iK\xi} C_0 \\ C_0(0) &= 1; \quad C_1(0) = 0\end{aligned}\quad (6)$$

где введены обозначения  $\xi = \frac{x}{l}$ ;  $K = \Delta kl = \frac{2\pi(f - f_c)l}{V}$ ;  $Q = ql = \frac{\pi l}{\lambda} \sqrt{\frac{2PM}{S}}$  и  $A = \alpha l$ ,

где:  $x$  - продольная координата вдоль направления распространения волн,  $l$  - длина кристалла,  $V$  - скорость распространения ультразвука в кристалле,  $f$  - частота ультразвуковой волны,  $f_c$  - частота ультразвуковой волны, определяемая выражением (2), при которой наблюдается максимальная эффективность дифракции,  $\lambda$  - длина волны света,  $P$  - мощность ультразвуковой волны при входе в кристалл,  $S$  - площадь сечения ультразвукового пучка,  $M$  - коэффициент акустооптической эффективности (качества) среды [1-4],  $\alpha$  - декремент затухания ультразвуковой волны (в неперах на метр).

Физический смысл уравнения связанных мод заключается в том, что в кристалле распространяются две световые волны с нормированными амплитудами  $C_0$  и  $C_1$ , которые могут обмениваться между собой энергиями в ходе акустооптического взаимодействия. Этот обмен оказывается тем интенсивнее, чем ближе эти волны к синхронизму между собой и с ультразвуковой волной, а также чем больше мощность ультразвуковой волны. Первая из этих волн соответствует падающему свету, а вторая - дифрагированному свету. Граничные условия являются математическим выражением того факта, что при входе в кристалл существует только падающая волна, а дифрагированная волна появляется только внутри кристалла. Тогда эффективность дифракции, то есть отношение интенсивности дифрагированного света на выходе из кристалла к интенсивности падающего света при входе в кристалл, равна  $I = |C_1(1)|^2$ , причем при точном соблюдении синхронизма ( $f = f_c$ ) она равна  $I_0 = \sin^2 \frac{ql(1 - e^{-\alpha l})}{2\alpha l}$  [4]. Удобно также ввести ослабление мощности ультразвуковой волны на длине кристалла, равное отношению мощности при входе в кристалл к мощности на выходе из кристалла. Очевидно, что оно равно  $P_{max} / P_{min} = e^{2\alpha l}$ .

Уравнение связанных мод возможно решить аналитически лишь в нескольких частных случаях. В общем случае оно подлежит лишь численному решению. В данной работе результатом численного решения была зависимость  $I(K)$  при фиксированных значениях  $Q$  и  $P_{max}/P_{min}$ . Как легко понять, такая зависимость может быть пересчитана в зависимость эффективности дифракции от частоты ультразвука. Это и будет сделано в дальнейшем при рассмотрении численного примера, а при теоретических рассмотрениях удобнее иметь дело с нормированными величинами.

В данной работе под шириной полосы синхронизма  $\delta f$  будет пониматься такая полоса частот, в пределах которой  $I(f) > 0,5I(f_c)$ . Если пересчитать частоты в волновые векторы, то мы будем иметь в пределах этой полосы  $I(K) > 0,5I(0)$ . Это соответствует тому, что  $K < K_0 = \eta l$ . Отсюда согласно определению  $K$  следует, что  $\delta f = \eta V / l$ . Имея полученную численным путём зависимость  $I(K)$ , можно найти коэффициент  $\eta$ , а значит и искомую ширину полосы. Кроме того, можно проследить, как влияют на её значение изменение мощности ультразвуковой волны, а также затухание этой волны в кристалле.

На рисунке 2 изображена вычисленная таким образом зависимость коэффициента  $\eta$  и максимальной эффективности дифракции  $I_0$  от параметра  $Q$  при различных значениях ослабления ультразвуковой волны в кристалле. Если затухание ультразвука не учитывать

( $A=0, P_{max}/P_{min}=1$ ), то коэффициент  $\eta = 0,89$  при малой эффективности дифракции ( $Q \ll \pi$ ) и  $\eta = 0,80$  при максимальной эффективности дифракции ( $I_0=1$ ). При конечном значении декремента затухания ультразвука ширина полосы пропускания увеличивается, однако, как видно из графика, даже весьма значительное ослабление ультразвуковой волны в кристалле ( $\alpha l=2$ , или  $P_{max}/P_{min}=54$ ) приводит к расширению полосы не более чем на 10%.

Что касается формы полосы пропускания, то далее будут рассмотрены лишь несколько качественно важных случаев, когда уравнение связанных мод (6) оказывается возможным решить аналитически. Первый такой случай - отсутствие ослабления ультразвуковой волны в кристалле. Тогда эффективность дифракции равна

$I = \frac{Q^2}{Q^2 + K^2} \sin^2 \frac{\sqrt{Q^2 + K^2}}{2}$ . На рисунке 3 представлены нормированные на величину

$I_0 = \sin^2 \frac{Q}{2}$  кривые формы полосы акустооптического взаимодействия. Видно, что при повышении  $Q$  (и эффективности дифракции) кривая сужается, но увеличиваются побочные максимумы, что может оказаться нежелательным при практическом применении акустооптического фильтра.

В реальном кристалле всегда существует затухание ультразвуковой волны. В акустике твёрдых тел доказывается, что декремент затухания ультразвуковой волны в большинстве случаев пропорционален квадрату её частоты [4]. При высоких и сверхвысоких частотах ультразвука, при которых действуют современные акустооптические фильтры, и при которых в основном и выражен невзаимный эффект, ослабление ультразвуковой волны значительно. Как было показано, оно не оказывает заметного влияния на ширину полосы синхронизма. Тем не менее, интересно проследить, как оно влияет на форму этой полосы. Эта задача будет рассмотрена в приближении малой эффективности дифракции. В этом случае уравнение связанных мод также допускает получение аналитического решения. Кроме того, приближение малой эффективности дифракции в целом заслуживает отдельного рассмотрения, поскольку допускает весьма наглядную физическую интерпретацию причины существования акустооптического взаимодействия при приближённо выполненном условии синхронизма.



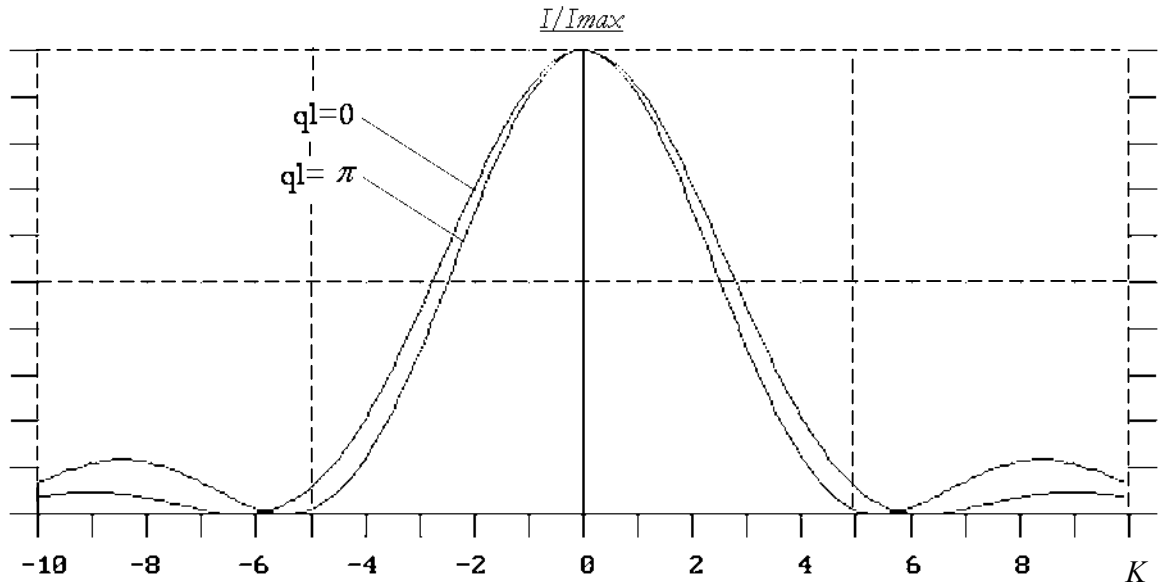


Рисунок 3.

Форма кривой полосы пропускания коллинеарного акустооптического фильтра при различных значениях мощности ультразвуковой волны.

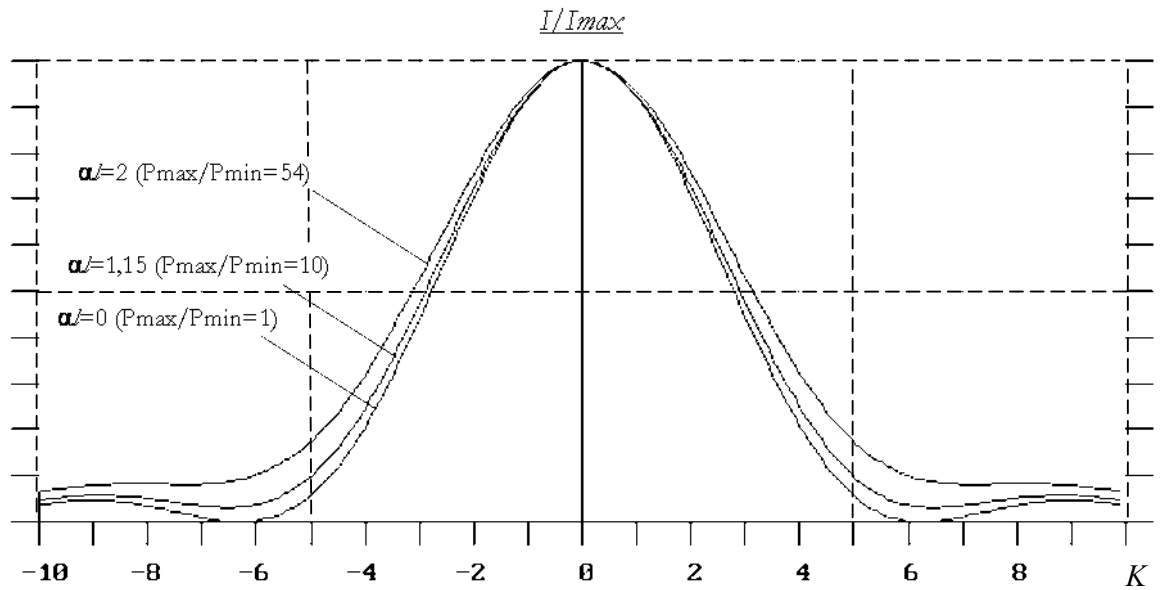


Рисунок 4.

Форма кривой полосы пропускания коллинеарного акустооптического фильтра при различных значениях декремента затухания ультразвуковой волны.

#### 4. РАССМОТРЕНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПРИБЛИЖЕНИИ МАЛОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ДИФРАКЦИИ

Как уже было отмечено ранее, приближение малой эффективности дифракции позволяет наглядно проанализировать форму и ширину полосы синхронизма при акустооптическом взаимодействии. При этом, как видно из рисунка 2, неточность в определении ширины полосы по сравнению с максимальной эффективностью дифракции составляет не более 10%. Однако, приближение малой эффективности дифракции обладает значительным достоинством в том плане, что позволяет получить аналитическое выражение для зависимости интенсивности дифрагированного света от частоты ультразвуковой волны.

Математически приближение малой эффективности дифракции обосновывается следующим способом. Пусть в уравнении связанных мод (6)  $Q \ll \pi$ . Тогда можно считать, что взаимодействующие световые волны очень слабо обмениваются энергией между собой. Поэтому на расстоянии, равном длине кристалла, в дифрагированную волну переходит лишь крайне небольшая доля энергии падающей волны. Это означает, что изменение амплитуды падающей волны мало по сравнению с самой этой амплитудой, и её можно считать неизменной с расстоянием, то есть  $C_0(\xi) = C_0(0) = 1$ . Тогда уравнение связанных мод примет вид

$$\begin{aligned} \frac{dC_0}{d\xi} &= 0 \\ \frac{dC_1}{d\xi} &= \frac{Q}{2} e^{-A\xi} e^{-iK\xi} C_0 \\ C_0(0) &= 1; C_1(0) = 0 \end{aligned}$$

В таком виде уравнение уже можно без труда интегрировать. Однако мы используем иной подход. Заметим, что  $C_1(\xi) \sim Q$ . Тогда интенсивность дифрагированного света  $I = |C_1(1)|^2$  оказывается пропорциональной  $Q^2$ , то есть в конечном итоге мощности ультразвуковой волны. Таким образом, сделан вывод, на котором основывается дальнейшее рассмотрение, представленное в этой главе: в приближении малой эффективности дифракции интенсивность дифрагированного света оказывается пропорциональной мощности ультразвуковой волны, то есть приближение малой эффективности дифракции является линейным по мощности ультразвука.

В линейном приближении можно найти зависимость интенсивности дифрагированного света от частоты ультразвуковой волны. Пусть при этом длина волны

света  $\lambda$  фиксирована и известна, а мы можем задавать частоту ультразвука  $f$  и измерять интенсивность дифрагированного света  $I$ . Такая постановка задачи весьма близка к реальным условиям эксперимента. Тогда нахождение зависимости  $I(f)$  необходимо проводить следующим образом.

Пусть среда, в которой распространяется ультразвук, имеет длину  $l$ . Тогда распределение амплитуды колебаний вдоль направления распространения ультразвука будет иметь вид:

$$B(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, x > l \\ B_0 e^{-\alpha x - ikx + i\varphi}, & 0 < x < l \end{cases}.$$

Принимая во внимание, что  $k = \frac{2\pi f}{V}$ , можно выполнить преобразование Фурье

$$B(\tilde{f}) = \int_0^l B_0 e^{-\alpha x} e^{-i\frac{2\pi f x}{V}} e^{i\frac{2\pi \tilde{f} x}{V}} e^{i\varphi} dx,$$

где  $\tilde{f}$  - частота ультразвука, распространяющегося в среде,  $B(\tilde{f})$  - амплитуда гармоники с частотой  $\tilde{f}$ . Проводя интегрирование, имеем

$$B(\tilde{f}) = \frac{B_0 e^{i\varphi} V}{\alpha V + 2\pi i(\tilde{f} - f)} (e^{-\alpha l} e^{\frac{2\pi i}{V}(\tilde{f} - f)l} - 1).$$

Мощность, приходящаяся на частоту  $\tilde{f}$ , равна  $P(\tilde{f}) = B(\tilde{f})B^*(\tilde{f})$ . Преобразуя это выражение, имеем

$$P(\tilde{f}) = P_0 \left( \frac{A^2}{A^2 + \tilde{K}^2} + \frac{e^{-A} A^2}{(1 - e^{-A})^2} \frac{\tilde{K}^2}{A^2 + \tilde{K}^2} \frac{\sin^2(\tilde{K}/2)}{(\tilde{K}/2)^2} \right),$$

где  $\tilde{K} = \frac{2\pi(\tilde{f} - f)l}{V}$ .

Акустооптическое взаимодействие возможно только при частоте ультразвука, равной  $f_c$ , определяемой формулой (2). Интенсивность дифрагированного света, как оказалось, в приближении малой эффективности дифракции пропорциональна мощности ультразвука, приходящейся на эту частоту. Таким образом, справедливо выражение [9]

$$I = I_0 \left( \frac{A^2}{A^2 + K^2} + \frac{e^{-A} A^2}{(1 - e^{-A})^2} \frac{K^2}{A^2 + K^2} \frac{\sin^2(K/2)}{(K/2)^2} \right), \quad (7)$$

где  $I(f)$  - интенсивность дифрагированного света на ультразвуке с частотой  $f$ ;  $I_0$  - интенсивность света, дифрагированного при точном соблюдении синхронизма. Найти

значение  $I_0$  в приближении малой эффективности дифракции невозможно; оно определяется лишь решением уравнения связанных мод и равно, как было показано,  $I_0 = \sin^2 \frac{Q}{2} \ll 1$  или, учитывая малость эффективности дифракции,  $I_0 \cong \frac{Q^2}{4}$ .

Проанализируем формулу (7) с математической точки зрения. Затухание ультразвука входит в неё как параметр. Если им пренебречь, то есть положить  $\alpha = 0$ , то выражение примет вид

$$I(f) = I_0 \cdot \frac{\sin^2(K/2)}{(K/2)^2} = I_0 \cdot \frac{\sin^2[\frac{\pi l}{V}(f - f_c)]}{[\frac{\pi l}{V}(f - f_c)]^2} \quad (7^*)$$

Семейство графиков функции, определяемой формулой (7) при различных значениях параметра  $A = \alpha l$ , представлено на рисунке 4. Из рисунка видно, что форма линии сохраняет свой вид и слабо меняется при  $A < 2$ . Кривая лишь немного расширяется, а побочные максимумы уплощаются. Рассмотрение кривой при больших значениях параметра  $A$  не имеет практического смысла, поскольку соответствует ослаблению мощности ультразвуковой волны на длине кристалла более чем в 50 раз. Это невыгодно ввиду неполного использования кристалла. Поэтому кривые для этих значений параметра  $A$  не приведены, и их рассмотрение ограничивается словесным описанием.

При дальнейшем увеличении  $A$  кривая становится ещё более полой, а побочные максимумы исчезают вовсе. Если положить  $A \gg 1$ , то выражение примет вид

$$I(f) = I_0 \frac{A^2}{A^2 + K^2} = I_0 \frac{(\alpha l)^2}{(\alpha l)^2 + 4[\frac{\pi l}{V}(f - f_c)]^2} .$$

Это выражение описывает форму линии Лоренца, причём выражение уже не зависит от длины кристалла  $l$ . Ширина полосы пропорциональна лишь декременту затухания ультразвуковой волны. Это значит, что ограничение области акустооптического взаимодействия происходит уже не за счёт длины кристалла, а за счёт затухания ультразвуковой волны в нём. Иначе говоря, какой бы длинный кристалл мы ни взяли, дальняя его часть уже не участвует в акустооптическом взаимодействии ввиду того, что ультразвуковая волна туда просто не доходит.

Вычисление ширины полосы  $\delta f$  из формул (7) и (7\*) по уровню половинной интенсивности дифрагированного света, а именно

$$I(f_c + \frac{\delta f}{2}) = I(f_c - \frac{\delta f}{2}) = \frac{1}{2} I(f_c),$$

даёт те же результаты, что и при точном решении уравнения связанных мод. Так, если не учитывать затухание ультразвуковой волны, то, как уже было указано ранее,

$$\delta f \cong 0,89 \frac{V}{l} . \quad (8)$$

Теперь можно вычислить параметр  $\Delta f / \delta f$ , от которого, как было показано, зависит уверенное наблюдение невзаимного эффекта. Этот параметр может быть получен при объединении соотношений (5) и (8) с учётом (2). Он составляет величину

$$\frac{\Delta f}{\delta f} = 2,25 \frac{l}{\lambda} \cdot \frac{V}{c} n_e (n_e - n_o) \left(1 - \frac{\lambda}{n_e} \cdot \frac{dn_e}{d\lambda}\right) . \quad (9)$$

Как уже отмечалось, гарантированное наблюдение невзаимного эффекта возможно лишь при значении этого параметра порядка 1. Чем больше отношение  $\Delta f / \delta f$ , тем сильнее выражен невзаимный эффект в данном материале.

Кратко остановимся на рассмотрении величин, от которых зависит параметр  $\Delta f / \delta f$ , и на способах, которыми его можно увеличить. Как видно из выражения (9), этот параметр увеличивается при уменьшении длины волны света. Поэтому наиболее выгодно использовать свет с возможно меньшей длиной волны. Кроме того, параметр  $\Delta f / \delta f$  прямо пропорционален скорости ультразвука, показателю преломления света и разнице показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн. Все эти величины являются свойствами вещества. Следовательно, необходимо подбирать материал с возможно большим значением этих величин. Дисперсия показателей преломления также приводит к увеличению параметра, поскольку во всех реальных веществах значение  $\frac{dn}{d\lambda}$  отрицательно. Наконец, параметр прямо пропорционален длине среды, в которой происходит взаимодействие света и ультразвука. Чем больше длина этой среды, тем лучшие условия создаются для наблюдения невзаимного эффекта при коллинеарном акустооптическом взаимодействии. Отметим также, что в формуле (9) можно поменять местами значения показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн. Это обусловлено тем, что ранее предполагалось, что при дифракции обыкновенная волна переходит в необыкновенную. Ничто не мешает рассмотреть обратную ситуацию, однако в реальном эксперименте необходимо осуществить тот случай из двух, который обеспечивает большую величину рассматриваемого параметра.

Все эти особенности должны быть учтены при планировании экспериментального исследования. Далее представлены результаты расчёта и проведённого на его основе эксперимента по обнаружению невзаимного эффекта.

## 5. ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕВЗАИМНОГО ЭФФЕКТА НА ПРИМЕРЕ КРИСТАЛЛА НИОБАТА ЛИТИЯ

Очевидно, что для экспериментального исследования выгодно использовать такой материал, в котором невзаимный эффект проявляется наиболее сильно. В работах [5-7] было проведено сравнение различных кристаллов, применяемых в современной акустооптике. Как выяснилось, невзаимный эффект значительно выражен в кристалле ниобата лития (химическая формула  $\text{LiNbO}_3$ ). Именно этот кристалл и был выбран в качестве примера. Для исследования невзаимного эффекта в этом материале была принята следующая постановка задачи.

Пусть известны скорость распространения ультразвука в этом кристалле, его затухание, а также длина образца. Кроме того, известны показатели преломления материала при различных длинах волн света. Необходимо определить, при какой частоте ультразвука будет наблюдаться акустооптическое взаимодействие, какова будет разница частот синхронизма, обусловленная невзаимным эффектом, и ширина полосы синхронизма в зависимости от длины волны света.

Рассмотрение проводится для диапазона длин волн света от 0,4 мкм до 0,7 мкм. Такой выбор обусловлен тем, что для более коротких длин волн света ниобат лития непрозрачен, а более длинные волны света выходят за пределы видимого диапазона, что усложняет проведение эксперимента. К тому же, увеличение длины волны света невыгодно с точки зрения возможности наблюдения невзаимного эффекта, что следует из формулы (9).

Для удобства вычислений необходимо найти приближённое аналитическое выражение зависимости значения показателя преломления от длины волны света. Такое выражение было найдено по данным [17] путём аппроксимации дисперсионной зависимости многочленом третьей степени по методу наименьшего квадрата:

$$\begin{aligned}n_o &= -3,736.659.558.198.151 \lambda^3 + 7,829.114.321.533.094 \lambda^2 - \\ &\quad - 5,666.196.546.462.167 \lambda + 3,687.858.089.085.243 \\n_e &= -1,325.709.215.155.429 \lambda^3 + 3,503.495.969.909.465 \lambda^2 - \\ &\quad - 3,050.374.638.669.286 \lambda + 3,066.327.067.890.829 \quad .\end{aligned}$$

Большое число десятичных знаков обусловлено тем, что представленные числа - не физические величины, а лишь некоторые промежуточные результаты, которые будут использованы при дальнейших вычислениях. Как только будет получен окончательный

результат расчетов, он будет округлён до точности, соответствующей точности исходных данных.

Приближённые значения показателей преломления, вычисленные описанным способом для разных значений длин волн света, приведены во втором и третьем столбцах таблицы 1. На рисунке 5 приведены для сравнения точки, соответствующие исходным данным, и аппроксимирующие их кривые. Как видно, совпадение этих данных достаточно хорошее для того, чтобы использовать их в дальнейших вычислениях.

Скорость распространения ультразвука в ниобате лития равна, согласно данным [17],  $V = 6548,73 \text{ м/с}$  (продольная волна по оси X). Используя это значение скорости и руководствуясь формулой (2), становится возможным вычислить значения частоты ультразвука, при которой наблюдается его взаимодействие со светом при различных длинах световых волн. Эти значения приведены в четвёртом столбце таблицы 1, а также на рисунке 6. Как видно, значения частот чрезвычайно велики и значительно превышают частоты, обычно используемые в радиотехнике. Тем не менее, получение таких частот в эксперименте не представляет особых трудностей при использовании сверхвысокочастотных приборов.

Выражение зависимости показателей преломления от длины волны света в виде многочленов с известными коэффициентами позволяет без труда найти производные функции  $n(\lambda)$  при заданных значениях  $\lambda$ . Зная эти значения, а также учитывая величину скорости света в вакууме, по формуле (5) можно вычислить разницу частот синхронизма, обусловленную невзаимным эффектом. Эта величина приведена в пятом и шестом столбцах таблицы 1, причём она вычислена в предположении, что дифрагированный свет имеет или обыкновенную, или необыкновенную поляризацию, соответственно. Становится понятно, что уменьшение длины волны света приводит к возрастанию величины разницы частот синхронизма, и потому применение более коротких длин волн света предпочтительно для наблюдения невзаимного эффекта.

Теперь можно перейти к вычислению ширины полосы синхронизма. При этом необходимо учитывать затухание ультразвуковой волны, поскольку, как уже указывалось, при высоких частотах волны декремент затухания может достигать значительных величин. Действительно, затухание ультразвука на некоторой частоте  $f_0$  пропорционально квадрату этой частоты [4]. Таким образом, если нам известна величина затухания  $\alpha_0$  на частоте  $f_0$ , то мы можем найти величину затухания  $\alpha$  при любой другой частоте  $f$  из простого соотношения  $\alpha = \alpha_0 (f / f_0)^2$ .





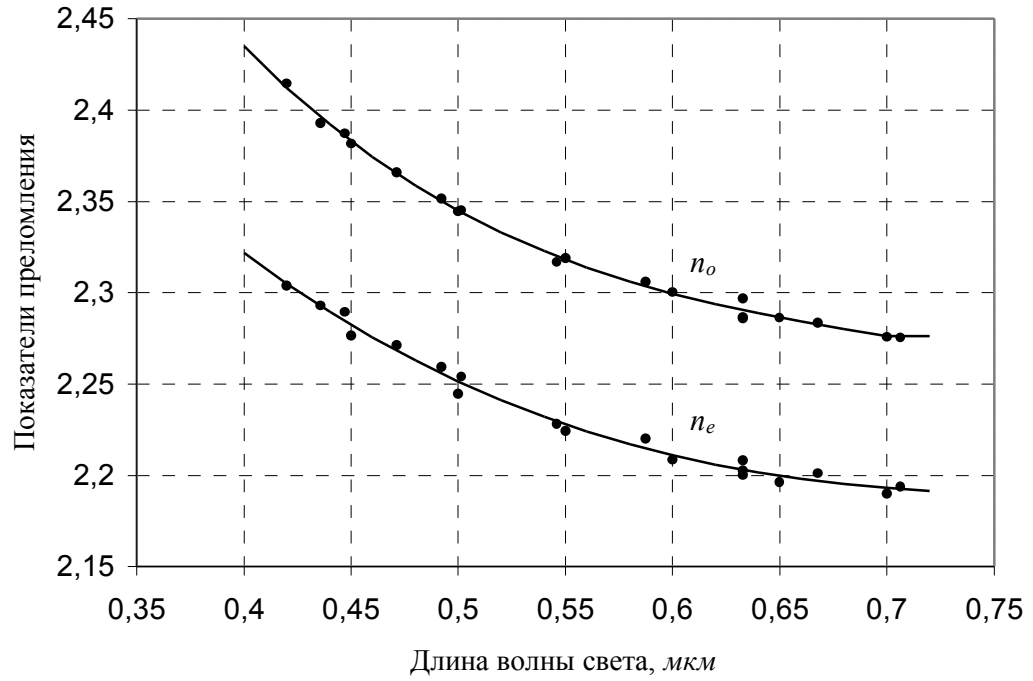


Рисунок 5.  
Зависимость показателей преломления кристалла ниобата лития от длины волны св ета.

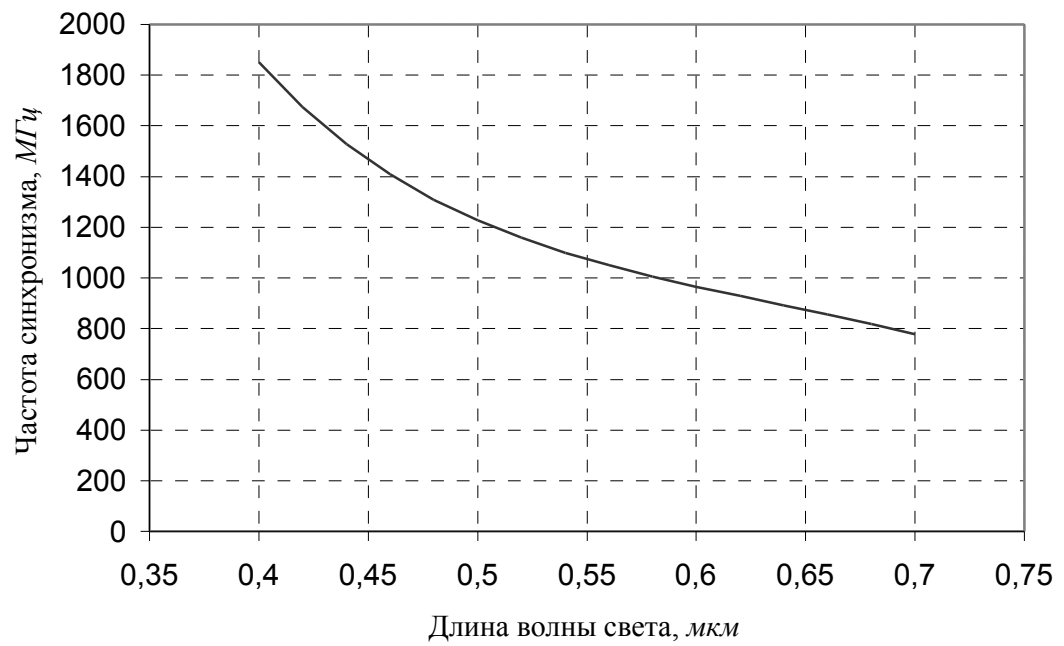


Рисунок 6.  
Зависимость частоты синхронизма при коллинеарном акустооптическом взаимодействии от длины волны света.

Величина затухания ультразвука в ниобате лития указана в работах [5-7] и при частоте 900 МГц составляет 0,9 дБ/см. Выбрав длину образца равной  $l = 40$  мм, что близко к пределу технических возможностей выращивания монокристалла ниобата лития, и учитывая, что  $1 \text{ дБ} = 0,115 \text{ Нп}$ , можно найти, что при  $f_0 = 900 \text{ МГц}$  величина  $\alpha_0 l = A_0$  составляет 0,41 Нп. Зная это значение, можно найти затухание ультразвука при любой его частоте.

Ширина полосы синхронизма вычислялась по методу, описанному ранее. Это было сделано с такой точностью, чтобы получить при вычислении  $\delta f$  четыре верных знака. Результаты вычислений ширины полосы синхронизма представлены в крайнем правом столбце таблицы 1. Значения затухания ультразвука приведены во втором справа столбце этой же таблицы.

Если вычислить ширину полосы синхронизма без учёта затухания ультразвука, то есть по формуле (8), то можно получить значение  $\delta f = 145,0 \text{ кГц}$ . Именно это значение полосы частот приведено в последней строке таблицы. Как и было отмечено выше, из таблицы становится видно, что при небольших значениях затухания ультразвука ширина полосы синхронизма практически не зависит от величины затухания и лишь затем начинает резко возрастать. Отсюда становится ясно, что точный расчёт подтвердил правомерность ранее сделанного предположения о том, что при незначительном затухании ультразвука с целью упрощения выкладок его можно вовсе не учитывать.

Результаты вычислений разности частот синхронизма, обусловленной невязимным эффектом, и ширины полосы частот синхронизма можно сравнить по таблице 1 или по рисунку 7. Из них видно, что параметр  $\Delta f / \delta f$ , определяющий возможность наблюдения невязимного эффекта, возрастает с уменьшением длины волны света вплоть до самого наименьшего её значения. При этом разность частот синхронизма значительно возрастает, а ширина полосы частот синхронизма - незначительно. Из рисунка видно, что для наблюдения невязимного эффекта наиболее интересны как можно более короткие длины волн света, но в пределах прозрачности кристалла ниобата лития.

После проведения расчётов можно перейти к рассмотрению эксперимента по наблюдению невязимного эффекта, основанному на полученных численных значениях параметров и результатах вычислений.

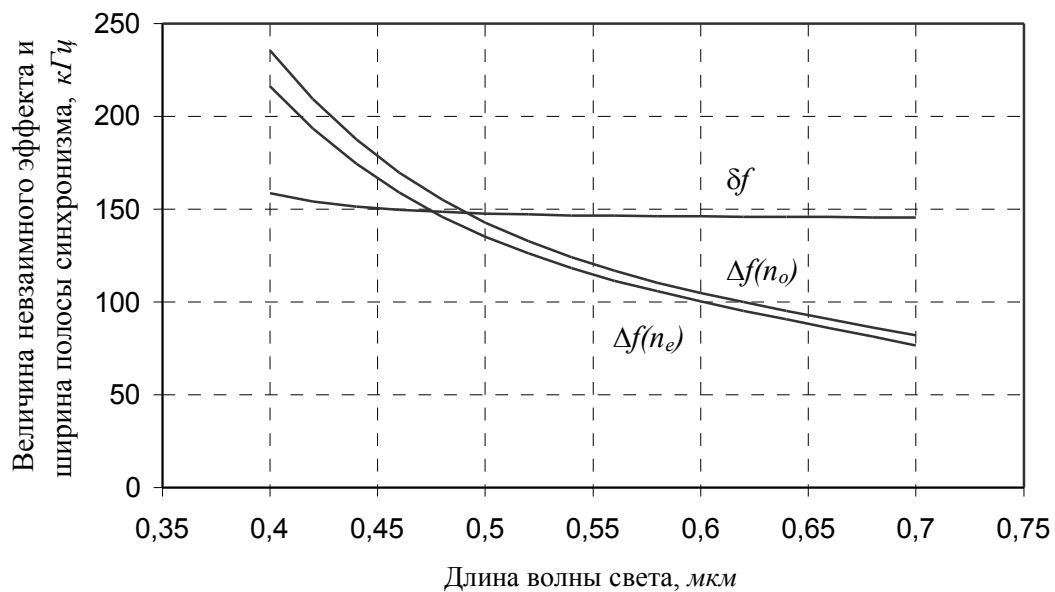


Рисунок 7.  
Зависимость разницы частот ультразвука из-за невязимного эффекта при двух поляризациях падающего света ( $\Delta f(n_o)$  и  $\Delta f(n_e)$ ), а также ширины полосы коллинеарного акустооптического взаимодействия  $\delta f$  от длины волны света.

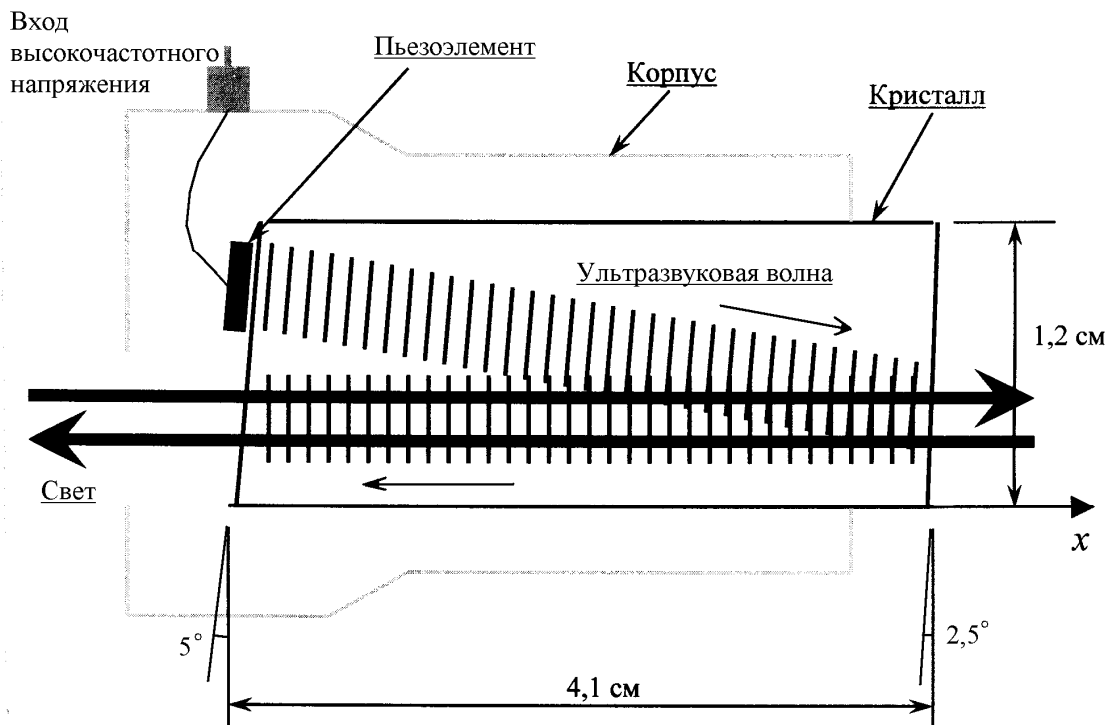


Рисунок 8.  
Схема акустооптической ячейки.

## 6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕВЗАИМНОГО ЭФФЕКТА

Основной частью экспериментальной установки является акустооптическая ячейка, в которой и происходит взаимодействие света с ультразвуком. Она содержит образец, изготовленный из кристалла ниобата лития. Его длина составляет 40 мм, причем кристалл вырезан так, чтобы ультразвук распространялся вдоль кристаллографической оси X. Возбуждение ультразвука в образце производится при помощи пьезоэлемента, излучающего ультразвуковую волну. Пьезоизлучатель одной из своих сторон приклеен к поверхности образца, тем самым механические колебания пьезокристалла вызывают распространение ультразвуковой волны в образце. Для того, чтобы наблюдать акустооптическое взаимодействие в кристалле, к пьезокристаллу достаточно подводить крайне малую электрическую мощность, составляющую доли или единицы ватт.

Так как направление распространения света и ультразвука в образце совпадают, то необходимо предусмотреть способ, который позволяет пропустить свет в обход пьезоизлучателя. В рассматриваемой установке это осуществлено при использовании отражения ультразвуковой волны от одной из граней образца. Тем самым взаимодействие света происходит с отражённой ультразвуковой волной. Такое техническое решение позволяет сравнительно просто наблюдать прохождение луча света через образец, в котором распространяется ультразвуковая волна. Устройство акустооптической ячейки показано на рисунке 8.

Источником света в установке служит лазер. Ввиду того, что в эксперименте необходимо наблюдать как попутное, так и встречное прохождение ультразвука и света, в установке применено приспособление для одновременного их наблюдения. При этом положение образца фиксировано, и направление распространения ультразвука в нём не изменяется. Выходящий из акустооптической ячейки свет пропускается через двулучепреломляющую делительную призму. Дифрагированный свет направляется в фотозащитный элемент, а прошедший - в зеркало, которое направляет луч света назад в кристалл вдоль того же самого пути. С другой стороны от акустооптической ячейки установлена аналогичная призма, пропускающая прошедший назад луч обратно в лазер, а дифрагированный свет противоположного порядка - во второй фотозащитный элемент. Тем самым, возможно одновременное наблюдение сигналов, соответствующих интенсивности света.

Установка оснащена малогабаритным твердотельным лазером на основе кристалла Nd:YVO<sub>4</sub>, конструктивно объединённым с нелинейно-оптическим удвоителем частоты в виде кристалла KTP. Длина волны излучения этого прибора равна 0,532 мкм и находится

в зелёной области спектра. Мощность лазерного излучения составляет  $20 \text{ мВт}$ , что является значительной цифрой для подобных устройств. Руководствуясь таблицей 1 и рисунками 6 и 7, можно найти ожидаемые величины частоты ультразвука, соответствующей синхронизму, разницы частот синхронизма, обусловленной невзаимным эффектом, а также ширины полосы частот синхронизма для этой длины волны света.

Электронная часть установки представлена генератором сигналов специальной формы Г6-28, высокочастотным генератором Г4-129 с усилителем мощности Г4-128, двумя фотоэлементами ФЭУ, универсальным осциллографом С1-15 и высоковольтными источниками питания фотоэлементов и лазера.

При прохождении ультразвука через исследуемый образец ниобата лития последний нагревается из-за поглощения в нём мощности ультразвуковой волны, в результате чего изменяются параметры материала, и как следствие - частота ультразвука, соответствующая синхронизму [5-7]. Чтобы избежать ухода параметров акустооптической ячейки, измерения было необходимо проводить как можно быстрее, что и продиктовало необходимость максимальной автоматизации измерений.

Структурная схема экспериментальной установки представлена на рисунке 9. Рассмотрим последовательность её работы, пользуясь этой схемой.

Задачей, решаемой при помощи установки, является измерение зависимости интенсивности дифрагированного света от частоты ультразвука, как для попутного, так и для встречного направления распространения ультразвука и света. Как было указано, эти измерения проводятся одновременно. Далее будет рассмотрено измерение одного из этих сигналов, поскольку с точки зрения радиоэлектроники оба этих измерения идентичны. Ход лучей для обоих случаев можно проследить по рисунку 9.

Процесс измерения зависимости интенсивности дифрагированного света от частоты ультразвука сводится к изменению частоты ультразвука и измерению напряжения на зажимах фотоэлемента (которое пропорционально интенсивности дифрагированного света) для каждого из значений частоты ультразвука. Этот процесс может проводиться и вручную, однако в целях повышения точности и скорости измерений их проведение автоматизировано. Высокочастотный генератор обладает возможностью электрической перестройки частоты, то есть отклонение частоты переменного напряжения на выходе генератора от заданной несущей частоты пропорционально управляющему напряжению, подаваемому на вход частотной модуляции генератора. В эксперименте использовалось напряжение треугольной формы в одном из полупериодов. Таким образом, мгновенное

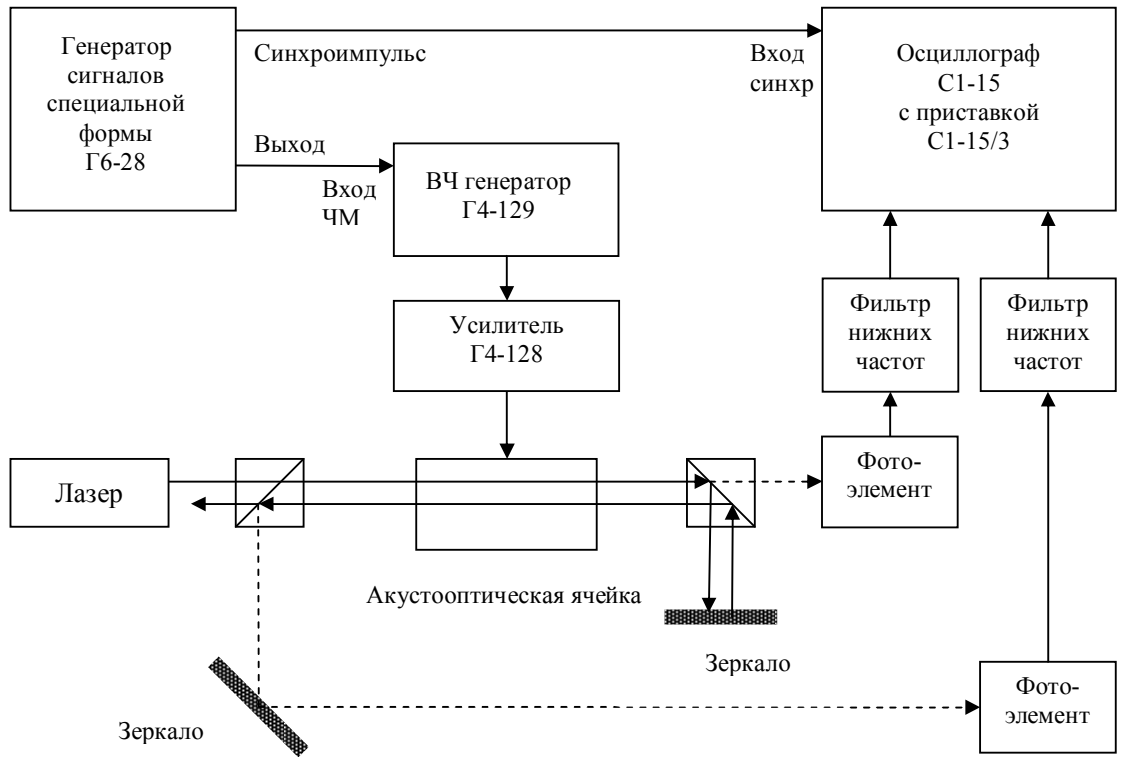


Рисунок 9.  
Схема экспериментальной установки.

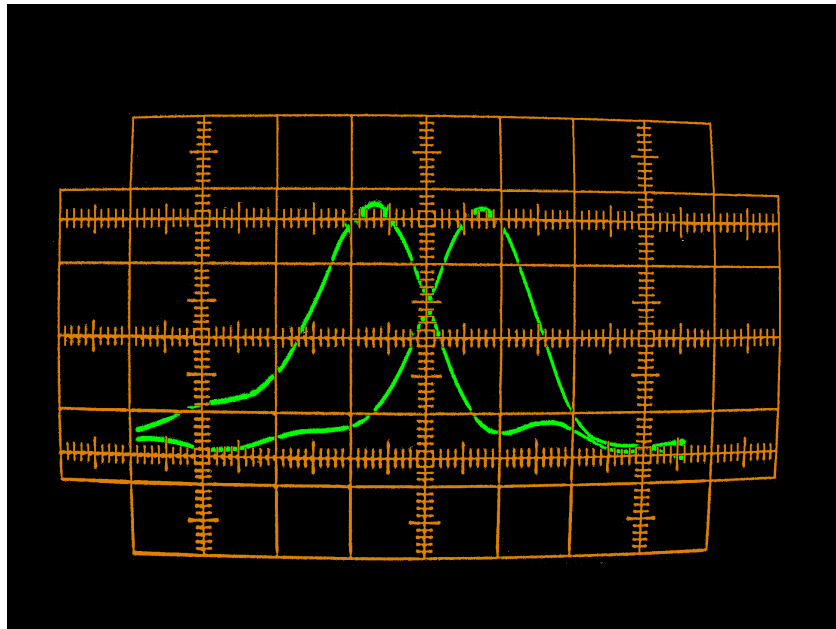


Рисунок 10.  
Вид зарегистрированных зависимостей интенсивности дифрагированного света от частоты на экране осциллографа.

значение частоты ультразвука было пропорционально линейно меняющемуся во времени управляющему напряжению, а значит и времени. Как известно, координата  $X$  точки на экране осциллографа также пропорциональна времени. Если подать возникающее на зажимах фотоэлемента напряжение на вход  $У$  осциллографа, то электронный пучок прочертит на экране осциллографа кривую, повторяющую по форме зависимость интенсивности дифрагированного света от частоты ультразвука. Зная чувствительность схемы электрической перестройки частоты высокочастотного генератора (в килогерцах на вольт управляющего напряжения), частоту и амплитуду управляющего напряжения и скорость развёртки осциллографа, можно отградуировать горизонтальные деления на экране осциллографа непосредственно в единицах частоты.

Такой способ не позволяет определить точное значение несущей частоты ультразвука, однако этот его недостаток не оказывается существенным для эксперимента, поскольку точное значение частоты ультразвука, соответствующей синхронизму, не представляет интереса. Как уже было отмечено, это значение очень сильно зависит от температуры образца, ввиду чего оказывается новым при каждом последующем повторении измерений. Тем самым, значение частоты синхронизма является, по сути дела, случайной величиной. Приблизённое же значение частоты может быть определено по электронно-счётному частотомеру, встроенному в высокочастотный генератор. Что же касается разницы частот синхронизма, обусловленной взаимным эффектом, то эта величина не зависит от малых случайных изменений самой частоты синхронизма. Именно поэтому измерение смещения частоты без точного знания самой её величины не сопряжено с потерей информации и оказывается целесообразным в условиях данного эксперимента.

Частота управляющего напряжения должна быть как можно меньшей для того, чтобы за время прохождения ультразвука через образец частота ультразвука не успевала заметно измениться. Если время прохождения ультразвука через образец ниобата лития составляет  $l/V = 0,61 \text{ мс}$ , то период управляющего напряжения должен превышать это время на несколько порядков. В описываемой установке частота управляющего напряжения выбрана равной  $50 \text{ Гц}$  синхронно с переменным током осветительной сети в лаборатории для того, чтобы возможная помеха на этой частоте не вызывала дрожания изображения на экране осциллографа.

Для дополнительного улучшения качества изображения на экране осциллографа применён фильтр низких частот (интегрирующая  $RC$  цепь с постоянной времени  $\tau = 50 \text{ мкс}$ ) в цепи фотоэлемента, подавляющий высокочастотные шумы выходного

напряжения фотоэлемента. Тем самым окончательно устраняется размывание изображения. В связи с тем, что при электрической мощности, подводимой к акустооптической ячейке,  $P = 1,0 \text{ Вт}$  эффективность дифракции достигала нескольких процентов, регистрируемые сигналы значительно превышали среднеквадратическое значение шума в полосе частот, пропускаемых RC фильтром. Это обеспечило уверенную регистрацию наблюдаемых сигналов.

Размах (удвоенная амплитуда) управляющего напряжения равен  $15 \text{ В}$ , что обеспечивает полное использование возможности высокочастотного генератора по частотной модуляции. Одно малое горизонтальное деление на экране осциллографа соответствует частоте  $10 \text{ кГц}$ .

Используемый осциллограф является однолучевым, однако он оборудован коммутирующей приставкой С1-15/3, позволяющей выводить на его экран сигналы от двух источников сразу, то есть фактически имитировать действие двухлучевого осциллографа. Вид картины на экране осциллографа при измерениях представлен на рисунке 10. Хорошо видно различие частот синхронизма при коллинеарном акустооптическом взаимодействии, обусловленное невзаимным эффектом.

При измерениях коллинеарное акустооптическое взаимодействие наблюдалось при длине волны света, равной  $\lambda = 0,532 \text{ мкм}$ , и частоте ультразвука, равной  $f_c = 1115 \text{ МГц}$ , при её теоретическом значении  $f_c = 1122 \text{ МГц}$ . Оказалось, что величина частотного сдвига, обусловленного невзаимным эффектом, равна  $\Delta f = 140 \pm 15 \text{ кГц}$  при теоретическом значении  $\Delta f = 130 \text{ кГц}$ . При этом ширина полосы синхронизма составила  $\delta f = 190 \pm 15 \text{ кГц}$  при теоретическом значении  $\delta f = 150 \text{ кГц}$ . Указанное соответствие теории и эксперимента позволяет утверждать, что невзаимный эффект при коллинеарном акустооптическом взаимодействии следует считать экспериментально зафиксированным.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование не взаимного эффекта при коллинеарном акустооптическом взаимодействии в кристалле ниобата лития. Основные результаты работы сводятся к следующему:

1) Решена задача о коллинеарном акустооптическом взаимодействии в оптически анизотропной среде при произвольных значениях эффективности дифракции и затухания ультразвуковой волны. Найдена зависимость ширины полосы пропускания коллинеарного акустооптического фильтра от мощности ультразвуковой волны и эффективности дифракции при различных значениях декремента затухания ультразвука. Показано, что при умеренных значениях декремента затухания ультразвуковой волны (ослабление мощности на длине кристалла не более чем в 50 раз) ширина полосы коллинеарного взаимодействия увеличивается не более чем на 10% по сравнению со случаем отсутствия затухания.

2) Исследована частотная характеристика пропускания коллинеарного акустооптического фильтра в зависимости от декремента затухания ультразвуковой волны и от её мощности. Показано, что в линейном режиме взаимодействия при малой эффективности дифракции целесообразно использование метода преобразования Фурье и разложение ультразвукового поля в среде по пространственным гармоникам. В этом приближении получены аналитические выражения для частотной характеристики пропускания коллинеарного акустооптического фильтра.

3) Рассчитаны значения параметров не взаимного эффекта в коллинеарном акустооптическом фильтре на основе кристалла ниобата лития. Показано, что при переходе от длины волны света 0,633 мкм к длине волны 0,532 мкм частота ультразвука увеличивается с 890 МГц до 1122 МГц. Разница частот синхронизма при не взаимном эффекте увеличилась со 100 кГц до 130 кГц. Это обеспечило увеличение относительной величины не взаимного эффекта  $\Delta f / \delta f$  с 67% до 87%, соответственно. Доказано, что при уменьшении длины волны света до 0,4 мкм относительная величина не взаимного эффекта возрастает до 148%.

4) Усовершенствована экспериментальная установка для наблюдения не взаимного эффекта в коллинеарном акустооптическом фильтре на основе кристалла ниобата лития. При проведении измерений на установке использована линейная частотная модуляция сигнала при одновременной регистрации частотных характеристик акустооптического

взаимодействия на экране осциллографа. В эксперименте с длиной световой волны  $0,532 \text{ мкм}$  при частоте ультразвука  $1115 \text{ МГц}$  получена относительная величина невязимного эффекта, равная  $75\%$  по сравнению с известными литературными данными, полученными на длине волны  $0,633 \text{ мкм}$  и равными  $50\%$ . Результаты эксперимента находятся в хорошем соответствии с теорией.

5) Проведённое исследование доказывает необходимость учёта невязимного эффекта при создании акустооптических устройств с высоким спектральным разрешением и работающих при сверхвысоких частотах. Проведённое рассмотрение даёт также полный набор расчётных формул для определения параметров невязимного эффекта при коллинеарном акустооптическом взаимодействии.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ребрин Ю.К. Управление оптическим лучом в пространстве. М., Советское радио, 1977.
2. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. М., Наука, 1970.
3. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М., Советское радио, 1978.
4. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М., Радио и связь, 1985.
5. Доброленский Ю.С. Коллинеарная дифракция света на ультразвуке в оптически анизотропной среде. Кандидатская диссертация. М., МГУ, физический факультет, 2008.
6. Доброленский Ю.С., Волошинов В.Б., Зюрюкин Ю.А. Влияние невязимного эффекта на работу коллинеарного акустооптического фильтра. Квантовая электроника, 2008, №1, стр. 46-50.
7. Dobrolenskiy Yu.S., Voloshinov V.B., Zyuryukin Yu.A. and Djakonow E.A. Non-Reciprocity of Acousto-Optic Interaction in Collinear Tunable Acousto-Optic Filters. Applied Optics, 2009, v.48, N7, pp. C67-C73 (in press).
8. Дьяконов Е.А. Исследование невязимного эффекта при коллинеарном акустооптическом взаимодействии. Тезисы докладов 15-ой Международной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных "Ломоносов". М., МГУ, 2008.
9. Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б. Исследование невязимного эффекта в коллинеарном акустооптическом фильтре на основе кристалла ниобата лития. Материалы 12-ой Международной молодёжной научной школы "Когерентная оптика и оптическая спектроскопия". Казань, КГУ, 2008 (в печати).
10. Балакший В.И., Парыгин В.Н. Оптическая обработка информации. М., МГУ, 1987.
11. Голокоз П.П. Особенности дифракции лазерного излучения на ультразвуке, обусловленные конечным соотношением скоростей взаимодействующих волн. Кандидатская диссертация. Киев, КДУ, 1986.
12. Голокоз П.П., Обозненко Ю.Л. Амплитудная невязимость брэгговской дифракции света на бегущей ультразвуковой волне. Радиотехника и электроника, 1987, №1, стр. 15-21.
13. Зильберман Г.Е., Купченко Л.Ф. Невязимный эффект при прохождении света через ультразвуковой пучок. Радиотехника и электроника, 1979. №5, стр. 901-905.

14. Зильберман Г.Е., Купченко Л.Ф., Жуков С.С. Экспериментальное исследование фазы основной гармоники световой волны, прошедшей через ультразвуковое поле. Радиотехника и электроника, 1980, №9, стр. 1991-1994.
15. Никанорова Е.А. Акустооптическое взаимодействие в анизотропных средах. Кандидатская диссертация. М., МГУ, физический факультет, 1987.
16. Антонов С.Н., Проклов В.В. Особенности прохождения света через ультразвуковой пучок при сильном акустооптическом взаимодействии. Теоретическая физика, 1983, №2, стр. 306-310.
17. Акустические кристаллы. Под ред. Шаскольской М.П. М., Наука, 1982.