Министерство высшего и среднего специального

образования Республики Узбекистан

Самаркандский Государственный Университет имени Алишера Навои

 Физический факультет

 Кафедра: квантовой электроники

 и радиофизики

# ВЫПУСКНАЯ РАБОТА

По теме: Изучение двойного лучепреломления наведённого ультразвуком

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

Самарканд - 2001

Содержание:

Введение …………………………………………………………………3

Глава I

Теоретическая часть.

 §1 Жидкокристаллическое состояние вещества……………………….5

§2 Теории акустического двулучепреломления в жидкостях…………7

А. Теория Люка…………………………………………………………...7

В. Теория Френкеля……………………………………………………...10

С. Теория Петерлина…………………………………………………….12

§3 Акустическое двулучепреломление для случая деформируемых молекул.

 А. Теория Петерлина…………………………………………………….15

В. Теория Бадо……………………………………………………………17

§4 Анализ основных выводов теории двойного лучепреломления наведённого акустическим полем……………………………………….18

 Глава II.

§1Акустооптическая установка для исследования двулучепреломления наведённого ультразвуком в изотропной фазе жидких кристаллов…………………………………………………………………20

§2 Термостатирование исследуемых образцов…………………………22

§3 Подготовка образцов к исследованию………………………………..24

§4 Методика измерения двулучепреломления наведённое ультразвуком в изотропной фазе жидких кристаллов…………………………………….25

§5 Анализ полученных результатов и их обсуждение………………….28

Выводы……………………………………………………………………..30

Рисунки……………………………………………………………………..31

Литература………………………………………………………………….35

# Введение

 Если молекулы жидкости распределены случайным образом, то эта среда является оптически изотропной даже если молекулы сами обладают оптической анизотропией. Любая ориентация молекул приводит к анизотропии среды, которая проявляется в том, что среда становится двулучепреломляющей.

 Ориентация молекул может быть вызвана приложением электрического, магнитного или гидродинамического полей, а также воздействием на среду ультразвуковых волн. Соответствующие эффекты известны как двулучепреломление в электрическом поле (эффект Керра), двулучепреломление в магнитном поле (эффект Коттон – Мутона), двулучепреломление в потоке ( эффект Максвелла ) и акустическое двойное лучепреломление. Последний эффект впервые наблюдал Люка [1] в 1938 году. Для обнаружения этого эффекта он использовал касторовое масло, которое благодаря большой вязкости имеет довольно большую постоянную Максвелла. Опыты Люка повторил С. Петралья [2] с несколькими вязкими жидкостями. Более подробное исследование провёл В. Н. Цветков с соавторами [3]. Для этой цели был выбран ряд вязких жидкостей в виде различного рода масел. Была исследована зависимость акустического двойного лучепреломления от частоты ультразвука, от его интенсивности, а также в зависимости от температуры.

 Эффект акустического двойного лучепреломления имеет место в жидкостях и растворах вследствие ориентации частиц или молекул при прохождении через среду ультразвуковой волны. Необходимым условием существования эффекта ориентации под действием поля звуковой волны является анизотропия формы молекул, другими словами форма молекул должна отличаться от сферической.

 Жидкие кристаллы в изотропной фазе представляют собой удобный объект для исследования акустического двойного лучепреломления благодаря тому, что при температурах выше температуры перехода “ жидкий кристалл - изотропная жидкость ”мы имеем дело с жидкостью, являющейся изотропной по всем своим физическим свойствам, молекулы которой обладают ярко выраженной анизотропией формы. Несмотря на достаточно большую вязкость изотропной фазы молекулы легко ориентируются в поле ультразвуковой волны, что позволяет проводить исследования зависимости двойного лучепреломления от частоты ультразвука, его интенсивности, а также в зависимости от температуры. Измерения величины акустического двулучепреломления позволяют получить величины времён релаксаций и диффузионных постоянных для изотропных фаз различных жидкокристаллических соединений, а также для коллоидных растворов и растворов макромолекул.

 Первые опыты по измерению акустического двулучепреломления в изотропной фазе нематических жидких кристаллов провёл В. Н. Цветков [3] на образцах ППА. Однако из его данных не следует характерная для предпереходного состояния НЖК температурная зависимость времени ориентационной релаксации. По-видимому, это связано с тем, что наблюдение акустического двулучепреломления связано с рядом трудностей. Прежде всего, его легко маскируют различные побочные явления в звуковом поле (акустические потоки, кавитация, образование стоячих волн, повышение температуры среды из-за поглощения звука и т. п.). Кроме того, одновременно с измерением двулучепреломления, инициированного звуком, нужно уметь регистрировать интенсивность звука в точке наблюдения. Прошло более 30 лет с момента первых опытов, пока удалось получить более надёжные данные о критическом поведении акустического двулучепреломления в изотропной фазе жидких кристаллов. Не так давно Мартиноти и Баде [4] повторили опыт Цветкова с образцом ПАА, применив вместо непрерывных звуковых волн импульсные сигналы. Это позволило свести к минимальным перечисленные выше побочные эффекты. Чтобы уменьшить ошибку в значениях интенсивности звука, в процессе измерений регистрировали только её относительное изменение.

 Целью данной работы является изучение метода наблюдения двойного лучепреломления наведённого ультразвуком, для исследования температурной зависимости величины акустического двулучепреломления в изотропной фазе холестирилмистата на частотах 3,2 Мгц и 9,8 МГц в широком температурном интервале вплоть до температуры перехода “изотропная жидкость-мезофаза”. Характерной особенностью эксперимента является применение импульсных сигналов вместо непрерывных звуковых волн, что позволяет свести к минимуму различного рода изменения в среде (нагревание среды из-за поглощения звука, возникновение акустических потоков и т. п.), возникающие в результате самого процесса измерения, особенно в узком температурном интервале в окрестности температуры перехода “изотропная жидкость - мезофаза”, где восприимчивость мезофазы очень велика.

 Специфические свойства холестирилмистата позволяют проверить основные выводы теоретических представлений явления двойного лучепреломления наведённого ультразвуком.

# Глава 1

Теоретическая часть.

§1 Жидкокристаллическое состояние вещества.

 Обычно в молекулярных кристаллах упорядоченно как положение, так и ориентация молекул. Однако у некоторых из них в определённом для каждого температурном интервале существуют фазы с меньшей упорядоченностью. Например, может остаться упорядоченной ориентация молекул, но отсутствовать корреляция их положений. В этом случае исчезает препятствие к взаимному перемещению молекул, т. е. исчезает прочность и модуль сдвига, однако сохраняется анизотропия. Механические свойства и свойства симметрии этих фаз промежуточные между свойствами жидкости и кристалла. По этой причине они часто называются жидкими кристаллами [5]. Более подходящее название – мезоморфные фазы, или мезофазы.

 В простейшем случае в жидкокристаллическом состоянии вещество находится в определённом температурном интервале Т1 – Т2; при температуре Т1 твёрдый кристалл плавится в жидкий кристалл, при Т2 / точка просветления / жидкий кристалл переходит в обычную изотропную жидкость.

 Внешние признаки жидких кристаллов – высокая пластичность, доходящая до текучести; весьма часто связанное с нею отсутствие прямолинейных угловых ограничений; способность образовывать капли, форма которых отличается от формы капель обычной жидкости. Вместе с тем эти вещества обладают свойствами, характерными для твёрдых тел, поскольку обнаруживают спонтанную оптическую анизотропию, независимую от состояния течения или покоя, колоссальную оптическую активность, двулучепреломление, фотоупругие и пьезоэлектрические свойства, электрическую и магнитную анизотропию.

 Жидкие кристаллы можно разделить на две группы: термотропные жидкие кристаллы, образующиеся в результате нагревания твёрдого вещества и существующие в определённом интервале температур и давлений, и лиотропные. К изучению лиотропных систем, для которых переход в мезофазу легче всего вызывается изменением не температуры, а концентрации молекул, привлечено внимание большого числа исследователей. Однако проведение таких работ сопряжено со значительными трудностями при интерпретации экспериментальных данных и установлении общих закономерностей, присущих лиотропным жидким кристаллам. Значительно более однозначная ситуация реализуется в случае термотропных жидких кристаллов. При этом термодинамически устойчивое анизотропное состояние отделено от твёрдой и аморфно-жидкой фаз соответствующими фазовыми переходами с выделением (или поглощением) скрытой теплоты плавления. Поэтому термотропные жидкие кристаллы являются наиболее удобными для нахождения общих закономерностей, характеризующих поведение анизотропных жидкостей и их смесей в обычных условиях и во внешних полях.

 Большинство известных термотропных фаз образовано органическими соединениями, молекулы которых имеют вытянутую форму, например ароматическими соединениями, содержащими два и больше число бензольных колец, производными холестерина и т.п. Термотропные жидкие кристаллы также встречаются среди соединений, состоящих из молекул с дискообразной формой.

 По признаку общей симметрии жидкие кристаллы можно разделить на три категории: смектические, нематические и холестерические. Для смектических жидких кристаллов ( СЖК ) характерен ориентационный и ближний одномерный трансляционный порядок. В большинстве случаев молекулы смектической фазы расположены в виде слоёв, и в зависимости от порядка в пределах слоёв различают СЖК со структуированными и неструктуированными слоями.

 Нематические жидкие кристаллы ( НЖК ) характеризуются дальним ориентационным порядком в одном предпочтительном направлении *L* ( директор ) и полной свободой перемещения центров масс молекул вокруг длинных осей. Таким образом НЖК ведут себя как оптические одноосные системы с оптической осью, параллельной *L*, причём, как правило, ориентация обоих концов молекулы равновероятна.

 Холестерические жидкие кристаллы ( ХЖК ) имеют тот же порядок в расположении молекул, что и нематические, но предпочтительная ориентация не постоянная в пространстве, а изменяется в среде от слоя к слою с расстоянием вдоль оси, перпендикулярной плоскости, содержащей молекулы с предпочтительной ориентацией *L*, регулярным образом. Степень закручивания характеризуется шагом спирали *Р*, отвечающим повороту молекулы на *2П*. Шаг спирали *Р* велик по сравнению с размерами молекулы. ХЖК являются по сути “хиральными” НЖК, т.е. лишены центра симметрии и всегда оптически активны. При нагревании или при охлаждении вещества, молекулы которого имеют право-левую симметрию, фазовые переходы от твёрдых кристаллов к изотропной жидкости происходят обычно по схеме:

ТК СЖК НЖК ИЖ

( ТК – твёрдый кристалл, ИЖ – изотропная жидкость )

При этом температуры переходов являются воспроизводимыми и легко обратимыми. В веществах, молекулы которого оптически активны, фазовые переходы осуществляются по схеме:

 ТК СЖК ХЖК ИЖ

§2Теории акустического двулучепреломления в жидкостях.

**А. Теория Люка**

Теория, выдвинутая Люка [1], основывается на теории Рамана и Кришнана для двулучепреломления в потоке. Для объяснения поведения молекул в потоке Раман и Кришнан использовали гидродинамическую теорию Стокса, а также теорю Ланжевена-Борна, связывающую поляризуемость ориентированных молекул с двулучепреломляющими свойствами среды.

 В соответствии с работой Стокса, каждый элемент объёма жидкости, характеризуемый градиентом скорости *G*, подвержен действию сжимающего и растягивающего напряжений, вызванных силами, действующими вдоль двух взаимно перпендикулярных направлений. Соответственно длинные оси молекул ориентируются вдоль направления растяжения, а короткие вдоль направления сжатия. Каждая молекула стремится направить свою длинную ось под углом 450 к направлению скорости потока. Каждая из сил, вызывающих сжатие и растяжение элемента объёма среды равна

*ηG*, где *η* - коэффициент динамической вязкости. Ориентированная таким образом среда обнаруживает оптическую анизотропию, проявляющуюся в появлении двулучепреломления

где *n* – коэффициент преломления жидкости, *М* – постоянная Максвелла, являющаяся функцией размера и поляризуемости молекул.

 Распространение ультразвуковых волн в жидкости сопровождается деформациями сжатия и растяжения, которые вызывают изменение формы каждого элемента объёма. Таким образом молекулы в поле переменной звуковой волны движутся с различными скоростями, так что существует градиент скорости, направленный вдоль направления распространения звуковой волны. Люка предположил, что этот градиент действует таким же образом, как и градиент скорости, вызывающий ориентацию молекул в потоке, т.е. (1) сохраняет силу. При этом жидкость ведёт себя как одноосный кристалл, оптическая ось которого совпадает с направлением распространения звуковой волны. В местах растяжения молекулы ориентируются длинными осями вдоль продольной оси, ( жидкость уподобляется положительному кристаллу ), а в местах сжатия – в поперечном направлении ( жидкость уподобляется положительному кристаллу ).

Для вычисления значения градиента скорости Люка рассмотрел прохождение через среду плоской волны, распространяющейся в направлении OZ, тогда смещение частицы среды будет равно

Множитель характеризует поглощение волны, а , где - скорость звуковой волны.

Соответственно для скорости частицы и градиента скорости движения имеем

Откуда

Где

 Если - плотность среды, - интенсивность звука, а *W* – плотность энергии звуковой волны, то

Таким образом

Подставляя (6) в (1) получаем для акустического двулучепреломления

Проведя усреднение по времени в (7) находим

где , *f* – частота звуковой волны.

## Согласно Раману и Кришнану

где *N0* – число молекул в единице объёма, *k* – постоянная Больцмана, *Т* – абсолютная температура, а *f(ν)* – функция размера и поляризуемости молекул.

 Таким образом

*L* – константа Люка.

 Основные заключения из теории Люка следующие:

1. величина прямо пропорциональна и ;

2. величина пропорциональна квадратному корню из интенсивности звука;

3. величина тем выше, чем больше величина, характеризующая асимметрию молекулы и увеличивается с увеличением оптической анизотропии молекул и коэффициента преломления среды;

4. знак зависит отанизотропии поляризуемости молекул;

5. поскольку зависит от длины волны, то должна наблюдаться дисперсия двулучепреломления.

 В. Теория Френкеля

В своей работе [6] Я. И. Френкель приписал появление акустического двулучепреломления анизотропии среды, вызванной ориентацией молекул или частиц этой среды. Механизм ориентации остаётся тем же самым, который был рассмотрен Люка. Однако, в отличие от Люка, Френкель принял во внимание тот факт, что ориентация молекул, вызванная прохождением через среду ультразвуковой волны, не исчезает мнгновенно с исчезновением волны, а следовательно и с исчезновением сил, вызывающих ориентацию. То есть ориентация молекул, а следовательно и анизотропия среды, устанавливается и исчезает не мнгновенно, а в течении какого-то времени, называемого временем релаксации.

 В общем случае, если силы, вызывающие ориентацию, определяются тензором , а среднее распределение молекулярных осей в пространстве определяется тензором анизотропии , то

В жидкостях градиент скорости представляется тензором , который связан с соотношением

где - постоянная, а принимает значения, равные *I* при *i = k* и *0* при .

 Для волны, распространяющейся вдоль направления *OZ*, для скорости частицы имеем

или в комплексном виде

Компоненты , , , тензора имеют вид

Следовательно

И

Поскольку из (12) имеем

откуда

Если , то . Выражение для двулучепреломления можно получить, если предположить,что из (1). Тогда

где - угол, на который колебания молекул отстают от колебаний звуковой волны, определяемый в виде

 - постоянная, а значение *G* взято из (6) с учётом . Уравнение (14) отличается от (7) наличием релаксационного параметра.

 С. Теория Петерлина

Петерлин [7] предложил кинематическую теорию акустического двойного лучепреломления , в которой, также, как Люка и Френкель, предположил, что двулучепреломление возникает в результате ориентации молекул.

 В своей теории Петерлин рассматривает молекулы как твёрдые анизотропные эллипсоиды вращения с длинами большой и малой осей соответственно *2а1* и *2а2*. Оси эллипсоида совпадают с осями оптических поляризуемостей, значения которых соответственно равны и . Если длина волны распространяющегося в среде звука намного больше, чем размеры молекул, то градиент *G*, определяемый уравнением (4), вызывает поворот молекулы с угловой скоростью , причём

или в отсутствии поглощения

В уравнении (16) - угол между большой осью эллипсоида и направлением *OZ*, а

 Таким образом, распределение осей эллипсоидов в пространстве в любой момент времени может быть выражено функцией распределения *F*. Принимая во внимание действие теплового движения молекул, вызывающего их дезориентацию, результирующее значение *F* можно записать в виде

где *D* – коэффициент вращательной диффузии.

 Для *D>>Gb* решение (18) имеет вид

где *N0* –число молекул в единице объёма.

 Из (19) видно, что *F* и соответственно степень ориентации молекул увеличивается с увеличением частоты до тех пор, пока не достигает своего предельного значения, зависящего от .

 Для величины двулучепреломления Петерлин получил следующее выражение

Из него видно, что величина двулучепреломления осциллирует с частотой акустической волны, но отстаёт от неё на угол и стрнемится к предельному значению с увеличением частоты волны.

 Используя (5) можно записать

где

так что

Для чистых жидкостей

поэтому

Если предположить, что , то из (24) получим

 Теория Петерлина, справедливая для описания поведения малых частиц в растворе, не может быть обобщена на случай, когда размеры частиц достаточно велики и становится заметным эффект ориентации из-за звукового давления, когда неприменимы гидродинамические уравнения Стокса.

 В теориях предложенных Люка, Френкелем и Петерлином для жидкостей, состоящих из анизотропных по форме молекул, каждая молекула имеет форму эллипсоида вращения с главными осями, совпадающими с осями поляризуемрсти молекул. Основные выводы из этих теорий перестают быть справедливыми когда размеры частиц становятся сравнимыми с длиной звуковой волны. Примером таких сред могут служить коллоидные растворы.

 Теория акустического двулучепреломления среды, содержащей частицы, форма которых отлична от сферической, впервые была предлжена Ока. В данной работе мы не будем останавливаться на рассмотрении теории Ока.

§3 Акустическое двулучепреломление для случая деформируемых молекул.

 А. Теория Петерлина.

 Петерлин [8] предположил, что наличие деформируемых молекул в растворе приводит к тому, что поведение раствора при прохождении через него ультразвуковой волны будет более близко к поведению чистой жидкости, чем к поведению коллоидального раствора. Поэтому оптическое поведение такой системы было рассмотрено таким же образом, как и в жидкости, путём нахождения выражения для связи анизотропии поляризуемости с двулучепреломлением.

 Выражение для величины двулучепреломления имеет вид

где

*С* – концентрация молекул, *Na*– постоянная Авогадро, *М* – молярная масса молекул.

 Соответственно

 Если - величина двулучепреломления в потоке, вызванного градиентом скорости G для раствора, вязкость растворителя которого равна ,

то Петерлин вводит специфическую постоянную Максвелла, которая записывается в виде

так, что

 С учётом того, что

 Полученное выражение для величины акустического двулучепреломления для случая деформируемых молекул совпадает с тем, которое было получено Петерлином для чистых жидкостей.

В. Теория Бадо

 Бадо [9] модифицировал теорию Петерлина для акустического двулучепреломления в жидкостях и растворах макромолекул с учётом того, что внутреннее поле *Ei* , действующее на молекулу вследствие приложенного поля *Е*, не определяется выражением Лоренца

* поляризуемость молекулы в направлении распространения звуковой волны,

где *а* – эффективный радиус молекулы, имеющей сферическую форму.

 Использование этого выражения приводит к тому, что величины в (21) и в (41) заменяются на

 Модель, преломления Бадо, была использована для описания теории двулучепреломления в потоке.

 Бадо предположил, что звуковая волна деформирует упругую сферическую молекулу так, что оси вращения получающегося эллипсоида совпадают с направлением распространения звуковой волны.

 Тензор деформации при этом имеет вид

где

 - коэффициент упругости, - вязкость растворителя.

 Ориентации и деформации молекул противодействует эффект теплового движения молекул, который не только стремится дезориентировать молекулы по отношению к преимущественной ориентации, но и вызывают флуктуации формы молекул.

 В итоге

где

в (50)

Это выражение для акустического двойного лучепреломления в растворе макромолекул во многих отношениях совпадает с выражением Петерлина.

§4 Анализ основных выводов теории двойного лучепреломления наведённого ультразвуком.

 Основным выводом из всех вышеперечисленных теорий акустического двойного лучепреломления является зависимость величины двулучепреломления от квадратного корня из интенсивности ультразвуковой волны и частоты ультразвука для чистых жидкостей и растворов макромолекул и изменение величины двулучепреломления, пропорциональное интенсивности звука, для коллоидных растворов. Физическими механизмами, обуславливающими ориентацию молекул или частиц, взвешенных в жидкости, являются в первом случае наличие градиента скорости в поле звуковой волны в жидкости, характеризующейся коэффициентом динамической вязкости , а во втором случае ориентация частиц в растворе происходит благодаря эффекту давления излучения ультразвуковой волны.

 Теории для чистых жидкостей предсказывают уменьшение величины Δn с уменьшением вязкости жидкости.

 Теория Петерлина является наиболее полно отражающей поведение молекул в поле звуковой волны. Её законность зависит от применимости уравнения Джеффери, которое может быть использовано лишь для случая, когда можно пренебречь инерциальными силами и квадратичными членами уравнений Навье – Стокса по сравнению с поверхностными силами. Это условие справедливо, когда , где - число Рейнольдса, G – максимальное значение градиента в поле звуковой волны, а – большая ось эллипсоида, и соответственно плотность и вязкость раствора.

Теории, представленные выше, хотя и не могут претендовать на абсолютную законность и правильность, указывают на высокую значимость изучения эффекта акустического двулучепреломления. Исследования акус­тического двулучепреломления дают белее детальную информацию о моле­кулярной структуре, чем та, которую получают из измерений двулучепреломления в потоке из-за того, что последние не позволяют измерить коэффициент вращательной диффузии D потому, что угол наклона молекул к плоскости течения всегда составляет 45. Получить значение можно из результатов измерений релаксационных эффектов при акустическом двулучепреломлении. Для растворов деформируемых молекул появляет­ся возможность связать изменение времен релаксации с различными молекулярными процессами.

Глава II

Экспериментальная часть

§1 Акустооптическая установка для исследования двулучепреломления в изотропной фазе жидких кристаллов, наведённого ультразвуком.

 Акустооптическая установка для реализации и наблюдения двойного лучепреломления наведённого ультразвуком, в изотропной фазе жидких кристаллов была собрана акустооптическая установка, общий вид которой схематично представлен на рис.1.

Основными узлами установки являются : задающий генератор импульсов Г5-15, модулятор, генератор звуковой частоты ГЗ-41, частотомер ЧЗ-41 осциллограф С1-74, фотолектронный умножитель ФЭУ-79, гелий-неоновый лазер ЛГ- 38, термостат с помещенной в него кюветой, содержащей исследуемый образец, поляризатор, анализатор, фокусирующая система, электромеханический модулятор, а также два нейтральных светофильтра, ослабляющие световой поток соответственно в 12 и 145 раз.

Задающий генератор Г5-15 генерирует прямоугольный импульс длительностью 10 мкс. и амп­литудой 100 В /частота следования импульсов 500 Гц/, который подается на осциллограф, синхронизируя его развертку, и на модулятор, где усиливает­ся до напряжения 600 В. Усиленный модулятором импульс подается на анод генерирующей лампы генератора ГЗ-41, работающего в режиме генераций толъко во время действия задающего импульса. Генератор ГЗ-41 может работать и в непрерывном режиме, который используется при настройке и юстировке установки. Электрические сигналы с генератора ГЗ-4Т поступают на пьезопластинку, наклеенную на боковую стенку, кюветы с исследуемым образцом. Пьезопластинка преобразует электрические сигналы в упругие волны, которые начинают распространяться в исследуемой жидкости. Частота генератора ГЗ-41 контролируется частотомером ЧЗ-35А. Кювета с исследуемым образцом помещена в термостат, где ее температура контролируется с точностью 0.05 К. По обе стороны от кюветы установлены поляризатор и анализатор, причем поляризатор установлен таким образом, что на выходе из него свет поляризован под углом 45 относительно направления вертикали. Проходя через поляризатор, фокусирующую систему, кювету и анализатор, луч от гелий-неонового лазера /длина волны 6328 А/ ЛГ-38 принимается фотоумножителем ФЭУ-79, сигнал с которого подается на осциллограф. Универсальный двухлучевой осциллограф **С1-74** позволяет одновременно фиксировать электрический сигнал с генератора ГЗ-41 /напряжение на пьезо-пластинке/ и сигнал с фотоэлектронного умножителя. Электромеханический модулятор представляет собой диск из непрозрачного материала, закреплен­ный на роторе электродвигателя, подключенного к источнику питания постоянного тока напряжением 24 В. На краю диска сделан прямоуголъный вырез. Электромеханический модулятор в совокупности с двумя нейтральными светофильтрами, ослабляющими световой поток. соответственно в 12 и 145 раз, служит для определения интенсивности лазерного луча при параллельном положении поляризатора и анализатора в отсутствие в среде ультразвуковой волны.

§2 Термостатирование исследуемых образцов.

При экспериментальном исследовании жидких кристаллов в области перехода "изотропная фаза - мезофаза" ролъ термостатирования образцов очень значительна. Необходимость высокой стабильности термостатирования вблизи фазового перехода связана с тем, что характерным масштабом изменения физических величин в этом случае является величина

где *Т* - текущая температура, а *Т\** - температура фазового перехода второго рода. Кроме того восприимчивость исследуемых веществ к внешним воздействиям, в том числе и к тепловым, сильно возрастает по мере приближения к *Т*.

Для оценки требований, предъявляемых к термостату при исследованиях жидких кристаллов вблизи перехода их в мезофазу, можно ввести следующие параметры:

1. Погрешность поддержания средней температуры образца *δТ*.

2. Перепады температуры /градиенты/ в образце *ΔТ*.

3. Погрешность измерения температуры образца *δ Tn* .

 Поскольку в изотропной фазе жидких кристаллов *Тn* – *Тn\** обычно бывает порядка 1°*К*, то и . Погрешность измерения температуры образца должна быть такого же порядка.

Для решения поставленных задач был изготовлен термостат с электрон­ной системой регулировки а поддержания заданной температуры /рис.4/. Основной частью является термостатируемый блок/1/, изготовленный из дюралюминия, с полостью для кюветы и отверстием для термометра. Дюра­левый блок помещался внутрь азбоцементного кожуха /2/. Для лучшей термоизоляции пространство между дюралевым блоком и асбоцементным кор­пусом заполнялись азбестовой крошкой /З/. Поскольку тепловыделение в кювете отсутствовало, и она находилась в тепловом контакте с дюрале­вым блоком, мы считали, что температура кюветы была равна температуре блока. По внешней цилиндрической поверхности блокач в специалъно проточенных канавках располагались термометрический мост /два плеча из медного провода и два из манганинового/ с сопротивлением плеч 30 ОМ и два нагревателя из нихромового провода по 36 Ом каждый. Балансировка моста при различных температурах проводилась внешним смещением в измерительной диагонали моста. Схема регулятора температуры блока приведена на (рис.5). Измерительный мост и источник смещения в цепи моста питались от батарей постоянного напряжения 1.4 В . Экспериментальные измерения погрешности поддержания средней темпера­туры образца, а также перепадов температуры в верхней и нижней частях образца, проведенные с помощью термопары, показали, что в термостате во всем интервале термостатирования от З00оК до 425°К

Измерения температуры дюралевого блока в ходе эксперимента проводились с точностью ± 0.01К

§3 Подготовка образцов к исследованию.

При наличии химически чистого вещества основная задача по очистке сводится к обеспыливанию образца. Общеизвестным и наиболее надёжным способом очистки жидкостей от пыли является их многократная перегонка, но жидкие кристаллы обеспыливатъ таким способом, ввиду их физико-химических свойств, очень трудно. Поэтому нами был использован способ фильтрования образцов через плотный тефлоновый фильтр с диаметром пор 0.2 мкм.

Для фильтрования был изготовлен специальный держатель фильтра, /рис. 3/, изготовленный из нержавеющей стали. 0собенность фильтрования за­ключается в том, чтобы отфильтрованная часть образца не соприкасалась с атмосферным воздухом и не загрязнялась им. Кратко опишем ход фильтрования.

Держатель фильтра *б* помощью резинового уплотнительного кольца и металлической гайки соединялся со стеклянной трубкой, к которой был приварен шарик для ополаскивания и кювета. В трубке имелось также олива для откачки воздуха из системы. Общий вид системы филътрования показан на (рис.3). В корпус держателя фильтра наливался расплав фильтруемого образца и через оливу проводиласъ откачка воздуха из системы с помощью форвакуумного насоса. В результате созданной таким образом разности давлений расплав продавливается через фильтр. После заполнения кюветы на 1/3 проводилось ополаскивание кюветы, а затем эта порция сливалась в боковой шарик.

Все операции проводились без разгерметизации фильтрующей системы. Ополаскивание проводилось тремя порциями расплава и сводило содержание пыли в кювете к минимуму, а затем кювета заполнялась полностью. Потом держатель фильтра закрывался крышкой с тефлоновым уплотнением и в кювете создавался вакуум. Откачав из заполненной сиетемы, воздух и перекрыв шланг для откачки на оливе, кювета отпаивалась.

§4 **Методика измерения двулучепреломления наведённого ультразвуком в изотропной фазе жидких кристаллов.**

Принцип работы установки для измерения акустического двулучепрелемления заключается в следующем:

Луч от лазера ЛГ-38 проходит через телескопическую систему, при помощи которой диаметр пучка уменьшается до 1.5 мм и падает на кювету, заполненную жидким кристаллом, под углом 90°относительно направления распространения звука, а на выходе из кюветы принимается фотоумножителем. В определенном положении поляризатора и анализатора, между которыми находится кювета, /они скрещены/, свет через эту систему в отсутствие звука не проходит. Как только звук “наводит” двулучепреломление, в выходящем из кюветы световом потоке появляется компонента с вектором поляризации, повернутым по отношению к анализатору на угол . В этом случае на фотоумножителъ падает световой поток с интенсивностью /падающий на кювету свет поляризован под углом 450 относитeльно направления вертикали/. Здесь - интенсивность света, измеренная при параллельном положении поляризаторов в отсутствии звука. Для того, чтобы измерить *,* выходящий из кюветы световой поток модулируется при помощи механического модулятора и после этого сигнал воспринимается фотоумножителем. Для того, чтобы ослабить интенсивность светового потока перед лазером ЛГ-38 устанавливаются два нейтральных светофилътра, ослабляющие свет соответственно в 12 и 145 раз.

Величина наведенного двулучепреломления связана с простым соотношением (8)

где *L -* оптическая длина пути /диаметр звукового пучка/ ;

В нашем эксперименте = 1 см; длина акуcтического пути равна 1.5 мм; частота заполнения импульсов 3.2 МГц и 9.8 МГц; длительность импульсов 10 мкс, частота их следования 500 Гц. В процессе измерения кювета находится в термостате, температура которого автоматически контролируется с точностью 0.05 С.

Для того, чтобы изучать температурную зависимость якустического двулучепреломления, необходимо знание интенсивности звука в точке, где проводится измерение. Так как коэффициент поглощениия жидких кристаллов довольно сильно изменяется с температурой при приб­лижении к температуре фазового перехода, необходимо учитывать поглощение звука, т.е. изменение его интенсивности.

Температурная зависимость для коэффициента поглощения звука для холестерилмиристата была получена из экспериментов по изучению распространения ультразвука в изотропной фазе холестерилмирстата в широком интервале температур выше точки просветления, а также в окрестностифазового перехода, в основе которых лежит явление диф­ракции света на ультразвуке. [10,11]

Интенсивность ультразвуковой волны, пропорциональная квадрату ее амплитуды, определялась следующим образом.

В воде, где поглощение пренебрежимо мало, измерялась амплитуда дифракционных порядков , возникающих в результате дифракции света на ультразвуке /дифракция Рамана-Ната/, в зависимости от напряжения, подаваемого на пъезокристалл на самом краю стенки /стенки волновода/. Был построен график зависимости *A* от *U,* где *А -* амплитуда 1-го дифракционного порядка, *U* - напряжение на пьезокристалле. Таким образом измеряя напряжение на пьезокристалле, мы можем определить интенсивность звука с учетом поглощения на расстояиии, равном половине длины акустического пути в виде.

где  *-* коэффициент поглощения звука, *d -* полуширина лазерного пучка. В нашем случае*d* = 0.075 см.

Измерение акустического двулучепреломления проводилось в сле­дующем порядке;

Сначала при отсутствии звука и при параллельном положении поляризатора и анализатора измеряласъ интенсивность проходящего пучка В скрещенном положении поляризатора и анализатора при наведении зву­ком двулучепреломления на экране осциллографа появляется сигнал с интенсивностью *I* . Угол поворота плоскости поляризации под действием звука определяется по формуле

Зная угол поворота плоскости поляризации по формуле

можно вычислить значение акустического двулучепреломления. Измеряя акустическое двулучепреломление на амплитуде звука строятся график зависимости от для каждой температуры. Из этих графиков строится график зависимости от температуры при одинаковой амплитуде звука.

Таким образом по вышеописанной методике о учетом нестабильности излучения лазера и других ошибок при проведении эксперимента можно определить

с точностью до 20%.

§5 Анализ полученных результатов и их обсуждение.

###### На рис.2 представлена температурная зависимость величины наведённого двулучепреломления для двух исследованных частот ультразвука 3.2 МГц и 9.8 МГц(Таблица 1). Как видно из рисунка, на частоте 3.2 МГц наблюдается длительный рост величины акустического двулучепреломления по мере приближения к температуре перехода ИЖ – ХЖК (для исследованного образца холестерилмистата эта температура *Тс* соответствует 83.4 0С).

 В то же время на частоте 9.8 МГц мы наблюдаем практически постоянное, не зависящее от температуры, значение двулучепреломления, наведённого акустическим полем. Такая заметная частотная зависимость величины акустического двулучепреломления в изотропной фазе холестерилмистата может быть объяснена с применением теории предпереходного поведения вблизи критической точки перехода ИЖ – ЖК Ландау-Дежена и современных представлений об эффекте акустического двулучепреломления в изотропной фазе жидких кристаллов [4,5]. Согласно этим теориям акустическое двулучепреломление определяется параметрами звукового поля и температурной среды следующим образом [6]:

где - время ориентационной релаксации, - среднее значение показателя преломления среды, - интенсивность звука.

 Параметром, определяющим поведение в (4), является . Анализ выражения (4) даёт следующие граничные условия

Таким образом, если время релаксации ориентации молекул намного меньше периода звуковой волны, то величина акустического двулучепреломления должна быть обратно пропорциональна (*Т - Тс\**). Т.е. по мере приближения к температуре перехода ИЖ-ЖК Тс\* должен наблюдаться рост величины акустического двулучепреломления. В противном случае, т.е. при намного большем периода звуковой волны, молекулы просто не успевают следовать за изменением акустического поля и величина акустического двулучепреломления перестаёт зависеть от температуры среды.

 Температурное и частотное поведение величины двулучепреломления, наведённого акустическим полем, в исследованном нами образце показывает, что для частоты ультразвука 9.8 МГц выполняется условие , поэтому величина двулучепреломления на этой частоте имеет очень слабую температурную зависимость. На частоте 3.2 МГц температурное поведение величины наведённого двулучепреломления имеет более сложный характер. Вдали от точки фазового перехода мы наблюдаем температурную зависимость, во многом аналогичную той, что характерна для частоты 9.8 МГц, т.е. практически не изменяющееся с температурой значение величины двулучепреломления. В температурном интервале 92 – 84 0С величина двулучепреломления начинает монотонно возрастать, что свидетельствует о том, что в данном температурном интервале перекрываются два режима

Выводы:

1. Изучение двойного лучепреломления наведённого ультразвуком показывает, что по мере приближения к температуре перехода ИЖ – ХЖК, наблюдается значительный рост величины акустического двулучепреломления.
2. Таким образом, если время релаксации ориентации молекул намного меньше периода звуковой волны, то величина акустического двулучепреломления должны быть обратно пропорциональны.
3. Температурное поведение величины наведённого двулучепреломления имеет более сложный характер

Литература:

1. R. Lucas, Comp. Rend. , **206**, 827 (1938)
2. L. Petralia, Rev. Acoust. , **8**, 121 (1939)
3. Цветков В. И., Крозер С.П., ДАН СССР, **63**, 653 (1948)
4. Martinoty P., Bader M., J. Phys. (Fr.), **42**, 1097 (1981)
5. П. ДеЖен, Физика жидких кристаллов, М. Наука, 1977
6. Френкель Я. И. , Кинетическая теория жидкостей, Издательство АН СССР, М. , 1945
7. A. Peterlin, J. Phys. Radium, **11**, 45 (1950)
8. A. Peterlin, Rec. Trav. Chim., **69**, 14 (1950)
9. J. Bador, J. Phys. Radium, **15**, 777 (1954)
10. Лерман В. Ю., Кадыров Ш. А., Кашаева Л. М., Узб. Физ. Ш., **3**, 22 (1977)
11. Ультрзвук: Маленькая энциклопедия, М. 1979