

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН

САМАРКАНДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ  
АЛИШЕРА НАВОИ

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

НАПРАВЛЕНИЕ - ФИЗИКА

КАФЕДРА «КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ  
ФИЗИКА»

ЛАЗЕРНАЯ АКУСТО-ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ  
РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Выпускная квалификационная работа

Исполнитель: Муминов Д.Т.  
Научный руководитель: доц. Семенов Д.И.

Выпускная квалификационная работа выполнена на кафедре «Квантовая электроника и теоретическая физика». Работа рассмотрена и допущена к защите на заседании кафедры «\_\_» \_\_\_\_\_ 2012 г. (протокол № \_\_\_\_).

Заведующий кафедрой: доц. Хайдаров Х.С.

Malakaviy bitiruv ishi YaDAKning 2012 yil \_\_\_-iyundagi majlisida himoya qilindi va \_\_\_\_\_ baholandi (bayonnomа № \_\_\_\_\_).

YaDAK raisi:

A`zolari:

Самарканд – 2012

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	-	3
ГЛАВА 1. АКУСТО-ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ЖИДКОСТЯХ И ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ	-	5
1.1. Основные положения теории Ландау – де Жена для описания изотропной фазы жидких кристаллов	-	5
1.2. Акустическая спектроскопия и релаксационные процессы	-	11
1.3. Методы лазерной акусто-оптики для изучения акустических параметров и релаксационных процессов в жидкостях и жидких кристаллах	-	18
ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ТЕХНИКА ИЗУЧЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ	-	26
2.1. Лазеры, используемые в экспериментах по рассеянию света	-	26
2.2. Экспериментальные установки для изучения ультраакустических и гипер акустических параметров жидкого кристалла	-	29
2.3. Расчет и анализ параметров релаксационного процесса по результатам измерения скорости высокочастотного звука	-	32
2.4. Расчет и анализ параметров релаксационного процесса по результатам измерения коэффициента поглощения высокочастотного звука	-	35
РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ АНАЛИЗ	-	39
ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ	-	42
ЛИТЕРАТУРА	-	44

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение характера распространения высокочастотного звука и акустической релаксации в жидкостях позволяет получить информацию о процессах, протекающих в них на молекулярном уровне.

Лазерно-оптические методы, основанные на эффектах, проявляющихся при взаимодействии лазерного излучения с акустическими волнами в среде, позволяют изучать характеристики звуковых волн в жидкостях в широком интервале изменения частоты звука.

Ввиду того, что жидкие кристаллы широко применяются в современных технологиях, они являются важным объектом для исследования лазерными акусто-оптическими методами.

При исследовании динамических характеристик среды как основной информативный параметр обычно используют время релаксации [1]. Хотя еще далеко не все известно о динамическом поведении жидких кристаллов на молекулярном уровне, однако, можно указать основные группы релаксационных процессов для изотропной фазы.

В первую группу входят процессы, связанные с релаксацией развитых флуктуаций параметра порядка. В изотропной фазе нет дальнего порядка в направлении различных осей молекул, и тензор параметра порядка равен нулю. Однако в относительно малых пространственно-временных масштабах локальное упорядочение существует на некотором расстоянии  $\xi$ , называемом *радиусом корреляции* или *корреляционной длиной*. В приближении Ландау - де Жена [2] зависимость  $\xi$  имеет вид:

$$\xi(T) \approx l [T^* / (T - T^*)]^{\frac{1}{2}},$$

где  $l$  - длина молекулы,  $T$  - температура в Кельвинах,  $T^*$  - критическая температура фазового перехода второго рода. Это согласуется с экспериментальными данными для интенсивности рассеяния света в изотропной фазе нематиков [3]. В непосредственной близости от фазового

перехода имеет место отклонение от линейного хода температурной зависимости обратной интегральной интенсивности рассеяния света, связанное с флуктуационными добавками [1,3]. Гораздо более существенное отклонение от линейной зависимости поведения обратной интенсивности рассеяния имеет место в изотропной фазе холестериков [4,5]. Времена релаксации флуктуаций параметра порядка для нематиков лежат в пределах  $10^{-8} \div 10^{-6}$  с [6]. Для холестериков значения этих времен на порядок больше ( $10^{-7} \div 10^{-5}$  с) [7].

Вторая группа релаксационных процессов связана с вращением молекул вокруг длинных осей и трансляционной самодиффузией. Времена релаксации таких процессов в значительной степени связаны с вязкостью среды и слабо зависят от близости к температуре фазового перехода (по сравнению с релаксационными процессами первой группы). Оценочные значения времен релаксации этих процессов лежат в интервале  $10^{-12} \div 10^{-10}$  с.

Еще одной группой релаксационных процессов в изотропной фазе жидких кристаллов являются процессы внутримолекулярной релаксации, связанные с движениями концевых молекулярных групп. Эти релаксационные процессы также имеют слабую температурную зависимость времени релаксации, значения которого могут лежать от  $10^{-8}$  с до  $10^{-11}$  с. Так у нематика МББА время внутримолекулярной релаксации составляет  $10^{-8}$  с [6].

Таким образом, для экспериментального исследования всего спектра релаксационных процессов в изотропной фазе жидких кристаллов необходимо использовать методы, позволяющие измерять времена релаксации в интервале от  $10^{-5}$  до  $10^{-12}$  с (т.е. в интервале частот от 10 кГц до 100 ГГц).

Лазерная акусто-оптическая спектроскопия является одним из наиболее эффективных методов изучения релаксационных процессов в весьма широком диапазоне звуковых частот.

**Целью** настоящей работы является изучение методов экспериментального исследования скорости распространения звуковых волн в жидких кристаллах в широком диапазоне частот – от ультразвука до гиперзвука.

В качестве **объекта** исследования был выбран нематический жидкий кристалл *para*-азоксианизол (ПАА).

Для достижения поставленной цели были сформулированы и решены следующие **задачи**:

1. Изучить литературу, посвященную теоретическим представлениям (теория Ландау – де Жена) для описания релаксационных явлений в изотропной фазе, а также эффектам, проявляющимся при взаимодействии лазерного излучения со звуковыми волнами в конденсированных средах (дифракция света на ультразвуке и тонкая структура в спектре рэлеевского рассеяния света);
2. Ознакомиться с экспериментальной методикой изучения ультраакустических и гиперакустических параметров жидкостей;
3. Провести анализ имеющихся литературных данных по скорости распространения ультразвука и гиперзвука в изотропной фазе ПАА, исследовать закономерности их температурного поведения;
4. Изучить метод анализа экспериментальных данных с позиций релаксационной теории распространения звука.

# ГЛАВА 1

## АКУСТО-ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ЖИДКОСТЯХ И ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Настоящей главе рассмотрен ряд вопросов, связанных с теоретическим описанием динамических свойств изотропной фазы жидких кристаллов (теория Ландау – де Жена), акустической спектроскопии, а также явлений, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с акустическими волнами в среде (дифракция лазерного излучения на ультразвуке и тонкая структура спектра линии рэлеевского рассеяния света).

### 1.1. Основные положения теории Ландау – де Жена для описания изотропной фазы жидких кристаллов

Ключевым моментом в описании любого фазового перехода является идентификация параметра порядка. Нематик отличается от изотропной жидкости лишь упорядочением (в среднем) ориентаций длинных осей анизотропных молекул. Это наименее упорядоченная из всех жидкокристаллических фаз. Если молекулы считать просто палочками, то ориентационный порядок можно характеризовать скалярным параметром [2]:

$$Q = \frac{1}{2} \langle (3 \cos^2 \theta - 1) \rangle \quad (1.1.1)$$

где  $\theta$  - угол между осями молекул и выбранным направлением, а угловые скобки означают статистическое усреднение. В действительности молекулы жидкого кристалла не палочки, а сложные трехмерные образования с более или менее гибкими фрагментами. Поэтому более адекватным является такое определение параметра порядка, которое не зависело бы от допущений относительно деталей формы и гибкости молекул. Общепринято макроскопическое описание нематического упорядочения с помощью тензорного параметра порядка, в качестве которого может быть взята

анизотропная часть магнитной восприимчивости или диэлектрической проницаемости. Определенные трудности в этом случае возникают при попытках связать макроскопические тензорные свойства вещества с характеристиками отдельных молекул. Для упрощения этой связи можно в первом приближении считать анизотропные молекулы произвольной формы жесткими. Единичный вектор  $n$ , указывающий направление преимущественной ориентации длинных осей молекул, называется директором. Тензорный параметр порядка можно выразить через компоненты директора:

$$Q_{\alpha\beta} = Q(n_\alpha n_\beta - \delta_{\alpha\beta}/3) \quad (1.1.2)$$

где  $\delta_{\alpha\beta}$  - символ Кронекера:  $\delta_{\alpha\beta}=1$  при  $\alpha=\beta$  и  $\delta_{\alpha\beta}=0$  при  $\alpha\neq\beta$ ,  $Q$  – скалярный параметр, определяемый выражением (1.1.1) и характеризующий долю молекул, ориентированных в направлении директора.

В изотропной фазе нет дальнего порядка в направлении ориентации молекул. Тензорный параметр порядка  $Q_{\alpha\beta}$  в среднем исчезает. Однако, если мы рассмотрим молекулы в малых масштабах, то найдем, что *локально* они все еще остаются параллельными друг другу. Это локальное упорядочение существует вплоть до некоторого характерного расстояния  $\xi(T)$ , которое называется *радиусом корреляции* или *длиной когерентности*.

Грубо говоря, качественно в изотропной фазе (и только в этой фазе) можно говорить о нематических «роях», т.е. о маленьких нематических капельках (размером  $\xi(T)$ ) с некоррелированной ориентацией в соседних каплях. Эта картина физически привлекательна, но часто приводит к неправильным показателям степеней в различных физических законах, поскольку она предполагает резкие изменения на границе между двумя роями. Чтобы достичь более точного описания, следует исходить из теории континуума, где свободная энергия разлагается в степенной ряд по параметру упорядочения  $Q_{\alpha\beta}$  и его пространственным производным. Это приближение предполагает, что изменения  $Q$  гладкие. Оно проанализировано в работах;

критический анализ экспериментальных данных по эффектам ближнего порядка в сравнении с теорией континуума приведен в работе.

Основные особенности, которые здесь возникают, перечислены ниже. Прежде всего, обсудим порядок перехода.

По чисто геометрическим соображениям переход из нематика в изотропную фазу *должен* быть первого рода\*. Это обнаружил еще Ландау. Его аргументы можно изложить следующим образом. Свободную энергию  $F$  можно разложить в ряд по степеням параметра порядка. В отсутствие внешнего упорядочивающего поля возникают следующие члены:

$$F = F_0 + \frac{1}{2} A(T) Q_{\alpha\beta} Q_{\beta\alpha} + \frac{1}{3} B(T) Q_{\alpha\beta} Q_{\beta\alpha} Q_{\gamma\alpha} + O(Q^4) \quad (1.1.3)$$

(предполагается суммирование по повторяющимся индексам). Все эти слагаемые инвариантны относительно вращения осей  $(x, y, z)$ , как и должно быть. Здесь нет члена, линейного по  $Q$ . Это указывает на то, что состояние с минимальной свободной энергией есть состояние с  $Q=0$ , т.е. изотропное. Но очень важно установить, что имеется *неисчезающее* слагаемое порядка  $Q^3$ ; причина его появления – отсутствие связи, налагаемой асимметрией между состоянием  $(Q_{\alpha\beta})$  и состоянием  $(-Q_{\alpha\beta})$ . Тензор

$$Q_{\alpha\beta} = \begin{vmatrix} -Q & 0 & 0 \\ 0 & -Q & 0 \\ 0 & 0 & 2Q \end{vmatrix}$$

(при  $Q>0$ ) может описывать слабое упорядочение молекул вдоль оси  $z$ , тогда как состояние с

$$Q_{\alpha\beta} = \begin{vmatrix} Q & 0 & 0 \\ 0 & Q & 0 \\ 0 & 0 & -2Q \end{vmatrix}$$

---

\* Если мы меняем давление  $p$ , то на диаграмме  $(p, T)$  имеем некоторую линию перехода. На всей этой линии, за исключением, возможно, одной точки, переход будет фазовым переходом первого рода.

соответствует молекулам, которые имеют тенденцию располагаться в плоскости ( $xy$ ). Нет оснований, по которым эти два состояния должны были бы иметь одну и ту же свободную энергию.

Поскольку имеется не исчезающее слагаемое порядка  $Q^3$  в разложении  $F$ , фазовый переход должен быть переходом *первого рода*. Действительно, во всех случаях, которые до сих пор изучались, переход между нематиком и изотропной жидкостью был первого рода. Наблюдались скачки плотности, скрытой теплоты и т.д. Однако нужно подчеркнуть, что эти разрывы малы, и этот фазовый переход является слабым переходом первого рода. Значит, коэффициент  $B$  относительно мал [2].

Поскольку мы имеем дело со слабым переходом первого рода, следует ожидать, что при температурах непосредственно выше точки перехода  $T_c$  важную роль будут играть эффекты ближнего порядка. В частности, радиус корреляции  $\xi(T)$  должен быть достаточно большим. Его типичное значение – несколько сотен ангстрем (десятки длин молекул). Это отражается на многих физических свойствах. Первые же экспериментальные исследования магнитного двулучепреломления и рассеяния света в изотропной фазе нематиков показали, что коэффициент магнитного двулучепреломления  $C$  и интенсивность рассеяния света  $I$  имеют одну и ту же температурную зависимость вблизи  $T_c$ . В первом приближении это просто

$$C \propto I \propto \frac{1}{T - T^*}$$

где  $T^*$  - температура, несколько меньшая, чем  $T_c$  ( $T_c - T^* \sim 1$  °C). Физически  $T^*$  - это температура, при которой размер роев становится бесконечным ( $\xi(T^*) = \infty$ ). Она является самой низкой температурой, до которой можно переохладит изотропную фазу.

Нужно подчеркнуть, что в строгой модели роев можно ожидать, что  $I \sim \xi^3$ , тогда как более корректная теория типа теории Ландау дает  $I \sim \xi^2$ .

В приближении Ландау – де Жена температурная зависимость  $\xi$  имеет вид [2]:

$$\xi = \xi_0 \left( \frac{T^*}{I - T^*} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.1.4)$$

где  $\xi_0$  – длина молекулы. Это согласуется с экспериментальным законом для интенсивности рассеяния света  $I$ .

Хотя теория Ландау – де Жена правильно описывает основные черты перехода «нематик – изотропная жидкость», результаты измерений целого ряда параметров, таких как удельный объем, коэффициент термического расширения, теплоемкость в окрестности фазового перехода не удается согласовать с предсказаниями этой теории. Связано это с тем, что теория Ландау – де Жена работает в предположении малости пространственных флуктуаций параметра порядка. Как показывают оценки, область применимости теории лежит не слишком близко к температуре фазового перехода  $T_c$ . Эта область температур связана с молекулярными параметрами соотношением:

$$\frac{T - T_c}{T_c} \geq \frac{\langle r \rangle^6}{r_0^6}$$

где  $\langle r \rangle$  – среднее расстояние между молекулами, а  $r_0$  – радиус действия межмолекулярных сил. Дисперсионные силы, ответственные за упорядочение в жидких кристаллах, являются короткодействующими ( $r_0 \approx \langle r \rangle$ ), и поэтому трудно ожидать, что теория Ландау – де Жена может быть применима в значительной области температур. В области температур, где теория неприменима, характер аномалий термодинамических величин определяется взаимодействием флуктуаций. При этом хорошо работает так называемая теория подобия (скейлинг) [1]. Высказывались также предположения о трикритическом поведении перехода «изотропная жидкость – жидкий кристалл» (ИЖ-ЖК) при больших значениях  $\frac{T - T_c}{T_c}$ , и

критическом – при  $\frac{T - T_c}{T_c} \leq 10^{-3}$ . Таким образом, в непосредственной

близости к температуре перехода  $T_c$  можно ожидать, что характер предпереходных явлений будет определяться кроссовером от среднеполевого поведения к флуктуационному, причем для учета флуктуаций достаточно использовать гауссовское приближение [1].

## **1.2. Акустическая спектроскопия и релаксационные процессы**

Акустическая спектроскопия представляет собой раздел экспериментальной акустики, в котором изучаются частотные зависимости параметров распространения звука (коэффициента затухания и скорости распространения) с целью определения структуры или свойств вещества [8].

Распространены методы акустической спектроскопии, основанные на исследовании затухания, и в частности поглощения звука. Для большинства жидкостей и газов характерна квадратичная зависимость коэффициента поглощения от частоты. Отклонение от этого закона, как правило, связано с релаксационными процессами, наличие которых в исследуемом веществе приводит к появлению дисперсии звука. В релаксирующих средах поглощение звука может меняться на несколько порядков, при этом изменение скорости распространения в большинстве случаев не превышает несколько процентов. В гетерогенных средах, а также в поликристаллических твердых телах с размерами структурных неоднородностей порядка длины волны определяющим механизмом затухания звуковых и ультразвуковых колебаний при их распространении является рассеяние. Частотная зависимость затухания в этом случае имеет сложный характер и коэффициент затуханий может быть пропорционален различной степени частоты (в зависимости от соотношений размеров неоднородностей и длины волны), вплоть до четвертой.

Методами акустической спектроскопии пользуются в молекулярной акустике при исследовании газов и жидкостей. Анализ частотных зависимостей параметров распространения ультразвука в твердых телах

позволяет определить экстремальные диаметры ферми-поверхностей и эффективные массы электронов, выявить несовершенство кристаллических решеток, дислокации, домены, кристаллиты и т. п. Дополнительная информация о структуре исследуемого вещества может быть получена при изменении внешних условий: температуры, давления, напряженности электрического и магнитного полей, освещенности, интенсивности проникающих излучений и т. п. В таких исследованиях, как правило, определяют не абсолютные значения параметров распространения, а их относительные изменения, при этом эти измерения на один-два порядка точнее абсолютных измерений. Такой подход позволяет, например, проводить исследования слабых растворов биополимеров, где требуется разрешающая способность  $10^{-6}$ - $10^{-7}$  при измерениях приращений скорости звука, в то время как при измерении абсолютного значения скорости может быть достигнута точность  $10^{-4}$ - $10^{-6}$ . Аналогично при измерении относительных приращений коэффициента затухания может быть достигнута точность порядка  $10^{-3}$ , при этом значения абсолютной величины измеряются с точностью порядка  $10^{-2}$ .

### *Гидродинамическая теория распространения звука в жидкостях*

Остановимся сначала на определении скорости звука в газах. Формула для адиабатической скорости звука (лапласова скорость)

$$V = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}$$

( $\gamma=C_p/C_v$  – отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме,  $p$  и  $\rho$  - равновесные значения давления и плотности) хорошо оправдывающаяся на опыте, получена в предположении адиабатичности процесса распространения. При этом считается, что между участками сжатия и разрежения в волне температура не успевает выравняться. В первом

приближении значение  $V$  не зависит ни от частоты звука, ни от его амплитуды, хотя при определенных условиях такие зависимости имеются.

Теоретическое нахождение  $V$  даже для одноатомного газа представляет собой сложную задачу, которая решается лишь приближенно. При нахождении  $V$  для двухатомного газа на основе газокINETического рассмотрения следует пользоваться модельным представлением. При решении задач по теоретическому вычислению  $V$  нужно, кроме учета теплового движения, сделать определенные предположения о характере столкновений молекул, учесть распределение скоростей в тепловом движении, нецентральные удары, вращение молекул при соударениях и т. д. Такого рода задачи относятся к молекулярной и статистической физике; по этим вопросам имеется обширная литература.

Жидкости занимают промежуточное положение между твердыми телами и газами, обладая, в отличие от твердых тел, лишь ближним порядком. Теория жидкого состояния не разработана в такой степени, как для газов и твердых тел (кристаллов). По этой причине теоретические расчеты скорости звука в жидкостях, основанные на молекулярных представлениях, оказываются в еще меньшей степени обоснованными, чем для реальных газов. Имеются только эмпирические и полуэмпирические выражения для  $V$  в жидкостях, дающие связь между  $V$  и такими макроскопическими параметрами, как плотность  $\rho$  и температура  $T$ .

Поскольку скорость звука  $V$  определяется структурой среды и взаимодействием между молекулами, измерение  $V$  дает существенные сведения о равновесной структуре газов или жидкостей. Измерения  $V$  представляют собой важный метод определения термодинамических величин - адиабатической  $\beta_S = 1/\rho V^2$  и изотермической  $\beta_T = \gamma \beta_S$  сжимаемостей (в последнем случае при дополнительном измерении теплоемкости при постоянном объеме  $C_V$ ).

По мере распространения звуковой волны амплитуда ее уменьшается. Это связано с рядом причин: с убылью плотности энергии волны вследствие

увеличения поверхности, занимаемой фронтом волны (сферические, цилиндрические и вообще расходящиеся волны), поглощением энергии волны вследствие диссипативных процессов, вызываемых вязкостью и теплопроводностью среды, рассеянием на неоднородностях. Для плоской бегущей волны убыль ее амплитуды из-за процессов диссипации характеризуется коэффициентом поглощения  $\alpha$ , который показывает, на каком расстоянии амплитуда волны (например, звуковое давление  $p'$ ) убывает в  $e$  раз, т. е.

$$p' = p'_0 \cdot e^{-\alpha x}$$

Относительная убыль амплитуды на единицу расстояния будет

$$\alpha = p'^{-1} \cdot \frac{dp'}{dx}$$

(амплитудный пространственный коэффициент поглощения).

С учетом вязкости и теплопроводности среды, в которой распространяется звуковая волна, гидродинамическая теория дает следующее выражение для коэффициента поглощения звука:

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2V_0^3 \rho} \left[ \frac{4}{3} \eta + \eta' + \chi \left( \frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P} \right) \right] \quad (1.2.1)$$

где  $\eta$  и  $\eta'$  - коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости,  $\chi$  - коэффициент теплопроводности,  $\omega$  - циклическая частота звука,  $V_0$  - скорость звука для бесконечно малой частоты ( $\omega \rightarrow 0$ ).

Подчеркнем, что коэффициент поглощения пропорционален квадрату частоты звука и диссипативным коэффициентам  $\eta$ ,  $\eta'$  и  $\chi$ . Впервые эта формула была получена Стоксом без учета теплопроводности  $\chi$ , влияние которой затем учел Кирхгоф. Хотя Стокс и понимал роль и значение объемной вязкости  $\eta'$ , тем не менее включение ее в (1.2.1) впервые было сделано, по-видимому, только Рэлеем. Поэтому обычно формулой Стокса-Кирхгофа называют формулу для  $\alpha$  (т.н. классическое или Стоксово поглощение) без учета  $\eta'$ :

$$\alpha_{кл} = \frac{\omega^2}{2V_0^3 \rho} \left[ \frac{4}{3} \eta + \chi \left( \frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P} \right) \right]$$

### *Релаксационная теория распространения звука в жидкостях*

Из предсказаний изложенной выше гидродинамической теории распространения упругих волн следует, что звук с частотой порядка  $10^9$  Гц должен сильно затухать в жидкости, и по этой причине тонкая структура линии Релея в жидкостях не должна наблюдаться.

Факт существования тонкой структуры линии Релея в жидкостях объясняет релаксационная теория Мандельштама-Леонтовича [9], которая позволила снять ряд трудностей, стоявшей перед классической теорией, а также предсказала явление зависимости скорости высокочастотного звука от частоты – дисперсию скорости звука.

Обнаружить заметную дисперсию скорости звука в маловязких жидкостях на основании сопоставления измерений скорости гиперзвука по положению компонент Мандельштама-Бриллюэна и скорости ультразвука впервые удалось Фабелинскому и его сотрудникам [9]. Обнаруженная ими дисперсия обусловлена релаксацией объемной вязкости.

Исследования Фабелинского и Песина в жидкостях с большой сдвиговой вязкостью привели к обнаружению тонкой структуры линии Рэлея в весьма вязких средах и стеклах. В этих случаях была обнаружена дисперсия скорости звука  $\sim 70\%$ , обусловленная релаксацией сдвиговой вязкости [9].

Применение в качестве источника возбуждающего света газовых лазеров позволило повысить точность измерений скорости гиперзвука на порядок величины, приблизив их к точности измерений скорости ультразвука. Такое повышение точности измерений позволило расширить круг объектов, в которых обнаруживается дисперсия скорости звука, и уточнить ряд прежних определений дисперсии.

Релаксационная теория распространения звука Мандельштама и Леонтовича представляет собой общую феноменологическую теорию, не использующую какой-либо молекулярной модели релаксации объемной вязкости.

В теории предполагается, что состояние жидкости описывается не только плотностью  $\rho$  и температурой  $T$ , но и некоторым параметром  $\xi$ , характеризующим состояние жидкости. Величина  $\xi$  есть функция плотности и температуры и в состоянии равновесия  $\xi = \xi_0$ .

Разлагая скорость изменения  $\xi$  во времени в ряд по разности  $\xi - \xi_0$ , получаем

$$\dot{\xi} = \frac{1}{\tau} (\xi - \xi_0)$$

Величина  $\tau$  имеет размерность времени и называется временем релаксации данного процесса. С увеличением  $\tau$  замедляется процесс восстановления равновесия в системе.

Пусть жидкость подвергается периодическому адиабатическому сжатию и разряжению, причем все величины, характеризующие состояние жидкости, будут зависеть от времени пропорционально  $e^{-i\omega t}$  ( $\omega$  – циклическая частота звука). В этом случае  $\xi_0 = \xi_{00} + \xi'$ , где  $\xi_{00}$  – постоянная составляющая  $\xi_0$ , а  $\xi'$  – переменная часть, пропорциональная  $e^{-i\omega t}$ . Аналогичным образом можно записать и  $\xi$  в виде  $\xi = \xi_{00} + \xi'$ .

В результате вычислений получается, что наличие медленных процессов установления равновесия макроскопически эквивалентно наличию второй (объемной) вязкости  $\eta'$ :

$$\eta' = \frac{\tau\rho}{1+i\omega\tau} (V_\infty^2 - V_0^2) \quad (1.2.2)$$

здесь  $V_\infty$  и  $V_0$  – скорости звука для частот  $\omega \rightarrow \infty$  и  $\omega \rightarrow 0$ , соответственно.

При медленных процессах, когда справедливо неравенство  $\omega\tau \ll 1$ ,

$$\eta'_0 = \tau\rho (V_\infty^2 - V_0^2) \quad (1.2.3)$$

Подставив (1.2.3) в (1.2.2), получим выражение для частотной зависимости коэффициента объемной вязкости

$$\eta' = \frac{\eta'_0}{1 + i\omega\tau} \quad (1.2.4)$$

Как следует из гидродинамической теории, амплитудный коэффициент поглощения звука выражается формулой (с учетом того, что вклад в поглощение со стороны теплопроводности для обычных жидкостей пренебрежимо мал)

$$\alpha = \alpha_\eta + \alpha_{\eta'} = \frac{\omega^2}{2V_0^3\rho} \left( \frac{4}{3}\eta + \eta' \right) \quad (1.2.5)$$

где  $\eta$  и  $\eta'$  - коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости.

Используя выражения (1.2.3)-(1.2.5), получаем, взяв действительные части:

$$\alpha_{\eta'} = \frac{\omega^2\tau(V_\infty^2 - V_0^2)}{2V_0^3(1 + \omega^2\tau^2)} \quad (1.2.6)$$

Как видно из (1.2.6), часть поглощения, обусловленная объемной вязкостью, релаксируя, стремится к определенному, постоянному значению. Таким образом, противоречие между выводами гидродинамической теории и экспериментальными результатами по тонкой структуре рэлеевской линии устраняется.

Кроме выражения (1.2.6) для поглощения звука Мандельштам и Леонтович получили также выражение для скорости распространения звука:

$$V^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega^2\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (1.2.7)$$

Выражение (1.2.7) показывает, что с увеличением частоты звука его скорость должна расти и стремиться к  $V_\infty$ . Время релаксации объемной вязкости  $\tau$  является одним произвольным параметром релаксационной теории. Определение его представляется очень существенным и может быть сделано двумя независимыми путями, поскольку  $\tau$  входит в выражение для скорости звука (1.2.7) и в выражение для коэффициента поглощения звука (1.2.6).

В реальных жидкостях распространение звука может описываться целым набором времен релаксаций. Тогда значение  $\tau$ , определенное по формулам (1.2.6) или (1.2.7), конечно, должно рассматриваться как среднее эффективное значение.

Мандельштам и Леонтович указали также путь для решения более общей задачи, когда состояние жидкости описывается не одним, а несколькими параметрами  $\xi$ . Однако, в настоящее время в большинстве случаев не удается разделить релаксационные процессы в жидкостях, приводящие к дисперсии скорости звука, и, следовательно, применить указанные путь решения более общей задачи.

Релаксационная теория распространения звука, развитая Мандельштамом и Леонтовичем, имеет большое значение благодаря тому, что она носит феноменологический характер, хотя и не дает конкретного представления о характере релаксационного процесса. Теория позволила правильно поставить эксперименты как в ультразвуковой, так и в гиперзвуковой области. Основываясь на выводах теории, была обнаружена дисперсия скорости звука в ряде жидкостей.

### **1.3. Методы лазерной акусто-оптики для изучения акустических параметров и релаксационных процессов в жидкостях и жидких кристаллах**

#### *Ультраакустические параметры конденсированных сред*

Одним из наиболее удобных и распространенных методов изучения ультраакустических параметров жидкостей является дифракция лазерного излучения на ультразвуке [8]. Дифракция света на ультразвуке (акустооптическая дифракция) – это совокупность явлений, связанных с отклонением от законов прямолинейного распространения света в среде в присутствии ультразвуковой волны. В результате периодического изменения

показателя преломления света  $n$  под действием звуковой волны в среде возникает структура, аналогичная дифракционной решётке, которая обладает периодичностью ультразвуковой волны и движется вместе с ней со скоростью звука. Если в такой структуре распространяется пучок монохроматического света, то в среде, помимо основного, возникают пучки отклонённого (дифрагированного) света, характеристики которых - направление в пространстве, поляризация и интенсивность - зависят от параметров звукового поля (частоты и интенсивности ультразвука, толщины звукового пучка  $D$ ), а также от угла  $\theta$ , под которым падает свет на звуковой пучок (рис.1).

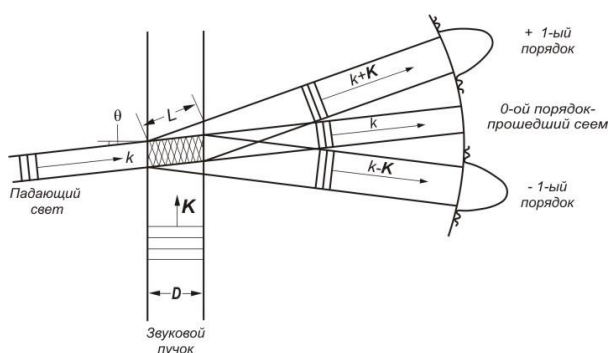


Рис. 1  
Схема дифракции монохроматического излучения на ультразвуке.

В результате эффекта Доплера при рассеянии на движущейся решётке возникает сдвиг частоты дифрагированного света: для  $m$ -го порядка дифракции частота света

$$\omega_m = \omega_0 \pm m\Omega \quad (1.3.1)$$

где  $\omega_0$  - частота падающего света,  $\Omega$  - частота звука,  $\omega_m$  - частота дифрагированного света. Частота света, отклонённого в сторону распространения ультразвуковой волны, увеличивается [знак + в формуле (1.3.1)], а отклонённого в противоположную сторону [знак -], уменьшается. Непосредственное взаимодействие падающего света со звуком обуславливает только первый порядок дифракции, а высшие порядки появляются лишь в результате последующей дифракции на звуке света, уже отклонённого в первый, во второй и т. д. порядки.

Интенсивность света в дифракционном максимуме определяется фазовыми сдвигами между волнами, приходящими в точку наблюдения из всех точек объёма взаимодействия (рис. 1).

В общем случае разность фаз

$$\Delta\varphi \sim \frac{D}{\lambda} \gg 1$$

где  $\lambda$  - длина волны света, поэтому электромагнитные волны, испускаемые различными частями области взаимодействия, интерферируя, взаимно гасят друг друга. При произвольном угле падения света  $\theta$  эффективность  $\eta_m$  дифракция света на ультразвуке мала (здесь  $\eta_m = I_m/I_{00}$ ,  $I_m$  - интенсивность света в  $m$ -м порядке дифракции,  $I_{00}$  - интенсивность падающего света). Однако при определённой геометрии взаимодействия, когда излучение, идущее из различных точек области взаимодействия в направлении на  $m$ -й дифракционный максимум, оказывается синфазным, значение  $\eta_m$  возрастает на много порядков - возникает явление т. н. резонансной дифракции. Это явление имеет место в первом дифракционном порядке, если выполняется условие:

$$|\Delta\varphi| = \left| k \pm K - \frac{\omega \pm \Omega}{c/n} \right| L \ll 1 \quad (1.3.2)$$

где  $k$  и  $K$  - волновой вектор света и звука соответственно,  $c$  - скорость света в вакууме,  $n$  - показатель преломления для световой волны,  $L$  - длина взаимодействия в направлении на 1-й дифракционный максимум (рис. 1).

Условие возникновения и характер резонансной дифракция света на ультразвуке зависят от соотношения между длинами волн света  $\lambda$  и звука  $L$ . Для низкочастотного звука, длина волны которого удовлетворяет условию  $\lambda L/L^2 \ll 1$ , резонансная дифракция имеет место при нормальном падении света на звуковой пучок. Это так называемая дифракция Рамана-Ната.

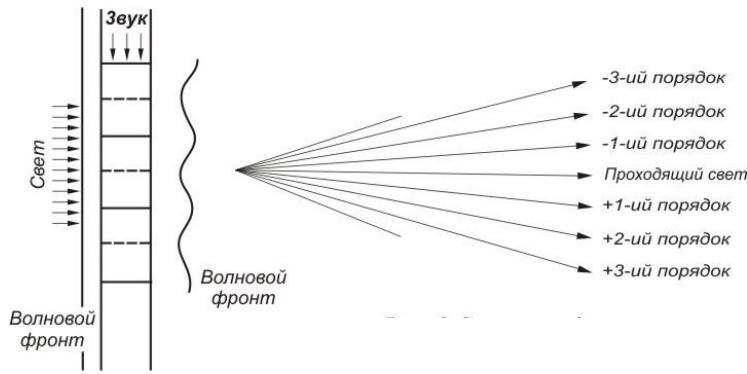


Рис. 2(а)  
Схема дифракции  
Рамана - Ната.

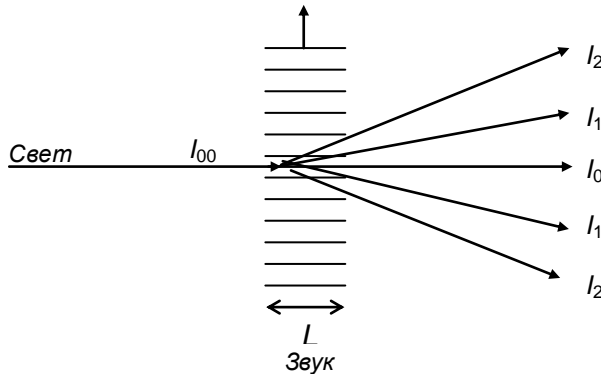


Рис. 2(б)  
Упрощенная схема  
дифракции Рамана-Ната

В этом случае световая волна проходит сквозь звуковой пучок не отражаясь, а периодическое изменение  $n$  под действием ультразвука приводит к периодическому изменению фазы прошедшей световой волны. На выходе плоская волна оказывается фазомодулированной: её волновой фронт становится «гофрированным» (рис.2). Такая волна эквивалентна значительному числу плоских волн, распространяющихся под малыми углами к проходящему световому пучку. Действительно, условие резонансной дифракции выполняется одновременно для большого числа порядков дифракции, и при достаточной длине взаимодействия  $L$  возникает многократное рассеяние фотона на фонах. Соответственно при выходе из области акустооптического взаимодействия световой луч разбивается на серию лучей с частотами  $\omega_m = \omega_0 + m\Omega$ ,  $m = 0, \pm 1, \dots$ , идущих по различным направлениям, определяемым соотношением:

$$\sin \theta'_m = \frac{m\lambda}{\Lambda} \quad (1.3.3)$$

Резонансная дифракция света на высокочастотном звуке, длина волны которого удовлетворяет условию  $\lambda L / \Lambda^2 > 1$ , называется брэгговской дифракцией. Она возникает, если свет падает на звуковой пучок под определённым углом  $\theta$  (рис. 3,а), т.н. углом Брэгга:

$$\theta_B = \arcsin\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{\Lambda}\right) \quad (1.3.4)$$

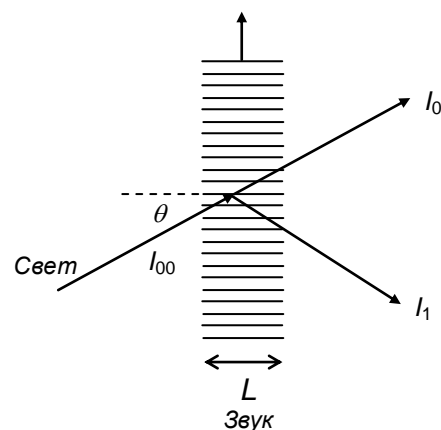
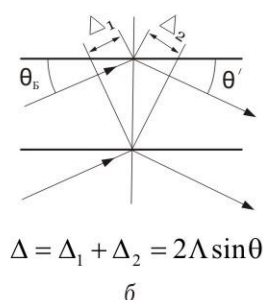
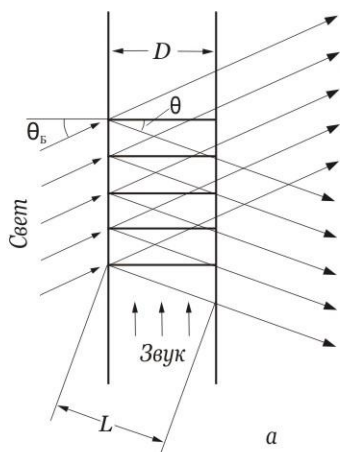


Рис.3.

а – схема дифракции Брэгга: 1 – проходящий свет, 2 – дифрагированный свет; б – схема отражения световых лучей от максимумов деформации в звуковой волне; D – разность фаз отраженных лучей.

Рис.4.

Упрощенная схема дифракции Брэгга

В этом случае отклонение света происходит только в 1-й порядок дифракции. Объяснить дифракцию Брэгга можно тем, что падающая под углом к звуковой решётке световая волна частично отражается от неё (рис. 3,б) и интерференция отражённых лучей определяет интенсивность дифрагированного света: она максимальна, если разность оптического хода  $\Delta$  световых волн, отражённых от соседних максимумов деформации среды, удовлетворяет условию:  $\Delta = 2\Lambda \sin \theta = \lambda$  т. е. условию Брэгга.

Интерференционная картина, однако, возникает лишь в том случае, если пучки, отражённые от соседних максимумов звуковой волны, пересекаются, т. е. выполняется условие:

$$\Lambda / L \sin \theta_B = 2\Lambda^2 / L\lambda < 1.$$

В зависимости от того, какой угол- тупой или острый образует волновой вектор света с направлением распространения звуковой волны, частота дифрагированного света равна  $\omega + \Omega$  (+1-й порядок дифракции) либо  $\omega - \Omega$  (-1-й порядок). Дифрагированный луч выходит из звукового пучка под углом рассеяния  $\theta'$ ; в изотропной среде  $\theta' = \theta_B$ . Для данной длины световой волны  $\lambda$  существует предельная звуковая частота  $\Omega_{np} = 4\pi c_{зв} / \lambda$  выше которой брэгговская дифракция невозможна. Эта частота отвечает случаю рассеяния света точно в обратном направлении.

### *Гиперакустические параметры конденсированных сред*

Рассеяние света есть дифракция света на дебаевских тепловых упругих волнах. Если на среду направить параллельный пучок монохроматического света с частотой  $\omega$ , а рассеянный (дифрагированный) свет рассматривать под некоторым углом к направлению падающего света (углом рассеяния  $\theta$ ), то выделяется практически единственная тепловая упругая волна  $\Lambda$ , на которой наблюдается дифракция (рассеяние света) (рис. 5).

Другими словами, свет, дифрагированный на упругой волне  $\Lambda$  под углом  $\theta$ , определяется так называемым условием Брегга, которое коротко можно записать следующим образом:

$$2n\Lambda \sin \frac{\theta}{2} = \lambda \quad (1.3.5)$$

здесь  $n$  – показатель преломления, а  $\lambda$  – длина волны падающего света.

В то же время это – свет, отраженный от сжатия или разряжения в бегущей со скоростью звука  $v$  упругой тепловой волне частоты  $\Omega$ . Вследствие эффекта Доплера частота рассеянного света будет увеличена или уменьшена на величину  $\Omega$  в зависимости от направления распространения упругой волны. Таким образом, если возбуждающий свет имеет частоту  $\omega$ , то в спектре рассеянного света будут две компоненты с частотами  $\omega + \Omega$  и  $\omega - \Omega$ . Эти компоненты называются компонентами Мандельштама–Бриллюэна.

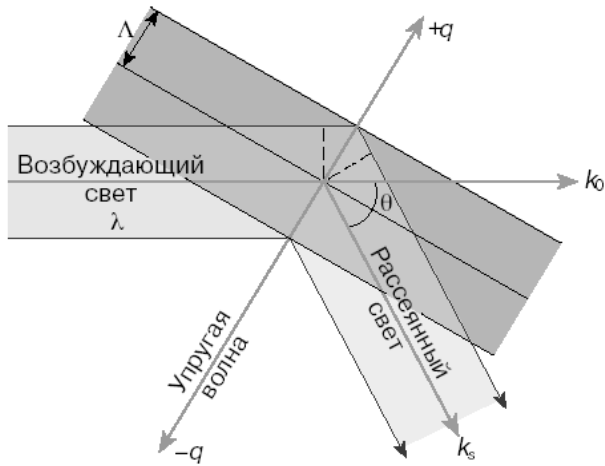


Рис.5.  
Схема дифракции (рассеяния) света на тепловой упругой волне.  $|q|=2\pi/\Lambda$  – волновое число упругой волны,  $|k_0|$ ,  $|k_s|$  – волновые числа возбуждающего и рассеянного света соответственно

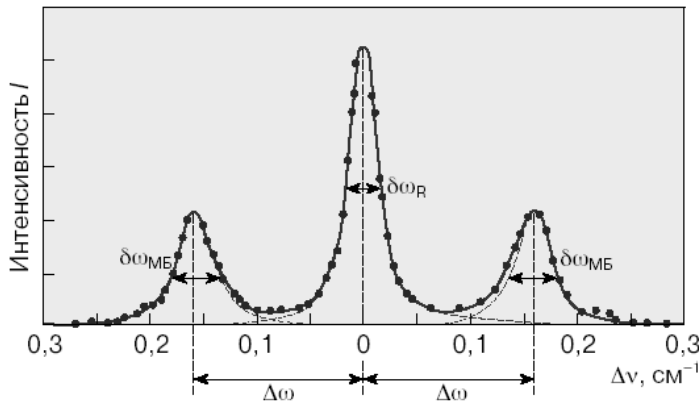


Рис. 6.  
Спектр света, рассеянного в жидком бензоле при температуре 20°C при возбуждении рассеяния светом He-Ne лазера. Смещение  $\Delta\omega$  определяется скоростью звука и углом рассеяния.

Свет, рассеянный на флуктуации температуры и концентрации, в спектре дает несмещенную уширенную линию. Таким образом, если рассеянный свет возбуждается монохроматическим светом (лазер), то в спектре рассеянного света должны наблюдаться смещенные линии – компоненты Мандельштама–Бриллюэна и центральная компонента.

Еще до обнаружения самого явления было установлено теоретически, что смещение  $\Delta\omega$  компонент Мандельштама–Бриллюэна от возбуждающей частоты  $\omega$  можно представить простым выражением

$$2\pi\Delta\nu = \Delta\omega = \Omega = \pm 2n \frac{v}{c} \omega \sin \frac{\theta}{2} \quad (1.3.6)$$

Таким образом, располагая спектром молекулярного рассеяния света (компоненты Мандельштама–Бриллюэна и центральная компонента), можно

по расстоянию между компонентами определить скорость гиперзвука в веществе (частоты гиперзвука  $\sim 10^{10}$  Гц), а по ширине компонент Мандельштама–Бриллюэна (КМБ) определить коэффициент поглощения звука, поскольку эта ширина КМБ определяется произведением скорости звука  $v$  на коэффициент поглощения  $\alpha$ :  $\delta\omega_{\text{МБ}} = 2\alpha v$  (см. рис. 6).

Экспериментальное изучение спектра молекулярного рассеяния света на основании уже развитой теории позволяет устанавливать акустические свойства вещества, в частности скорость и коэффициент поглощения звука в различных физических ситуациях, например при фазовых переходах.

Спектры молекулярного рассеяния света дают возможность определять, в частности, скорость звука с частотой  $\sim 10^{10}$  Гц, то есть гиперзвука. Сравнение измеренной таким путем скорости гиперзвука со скоростью в ультразвуковом диапазоне частот  $\sim 10^6$  Гц позволяет обнаружить дисперсию скорости звука.

## ГЛАВА 2

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ТЕХНИКА ИЗУЧЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

В настоящей главе рассмотрены вопросы, связанные с экспериментальными методами и техникой исследования акустических параметров и релаксационных процессов в изотропной фазе жидких кристаллов. Обсуждаются лазеры, наиболее часто используемые в экспериментах по рассеянию света, экспериментальные установки для проведения измерений скорости и коэффициента поглощения звука в ультразвуковом и гиперзвуковом диапазоне частот. Проводится анализ методологии определения параметров релаксационных процессов по результатам акусто-оптических и спектроскопических экспериментов.

#### 2.1. Лазеры, используемые в экспериментах по рассеянию света

В исследованиях рассеяния света чаще всего используют четыре типа лазеров: 1) гелий-неоновый газовый лазер, 2) аргоновый ионный газовый лазер, 3) твердотельный лазер на алюмоиттриевом гранате с неодимом и 4) газовый лазер на  $\text{CO}_2$ . В таблице приводятся некоторые основные характеристики этих широко распространенных лазеров.

Лазер	Длина волны, используемая наиболее часто	Типичная мощность в непрерывном режиме, Вт	Ширина кривой усиления, ГГц
Гелий-неоновый	6328 Å	0.1	<1
Аргоновый	4880 Å	2	~5
	5145 Å	2	~5
На алюмоиттриевом гранате с неодимом	1.06 мкм	10	~7
На $\text{CO}_2$	10.6 мкм	300	0.06

Гелий-неоновый лазер, несмотря на свою относительно низкую мощность, является, несомненно, наиболее популярным в экспериментах по рассеянию света. Этот лазер самый простой, наиболее надежный и наименее дорогой из указанных четырех лазеров. Работа в красной части спектра (6328 Å) позволяет использовать эффективные фотоэлектрические приемники и дает преимущество, связанное с тем, что эффективности многих процессов рассеяния пропорциональны  $\omega^4$ .

Оба эти преимущества еще более очевидны в случае аргонового ионного лазера. Будучи значительно более дорогим и сложным (из-за проблем накала, связанных с большим разрядным током), аргоновый ионный лазер обычно на порядок мощнее гелий-неонового лазера сравнимых размеров. Кроме того, он может генерировать на девяти различных длинах волн в сине-зеленой части спектра с самыми мощными линиями 4880 и 5145 Å. Любая из этих волн может быть выделена простым внесением призмы в резонатор лазера. При этом дискретная «настройка» на заданную длину волны осуществляется незначительным поворотом призмы. Это свойство лазера очень удобно, например, при решении вопроса, обусловлен ли наблюдаемый спектр флуоресценцией или неупругим рассеянием.

Основные преимущества лазера на алюмоиттриевом гранате с неодимом заключаются в его относительно высокой мощности и в генерировании большей длины волны, которая позволяет исследовать объемное рассеяние в веществах, непрозрачных для видимого света. Поскольку фотоумножители на два порядка менее чувствительны при длине волны 1 мкм, чем при длине волны 5000 Å, первое преимущество имеет меньшее практическое значение. С другой стороны, лазер на алюмоиттриевом гранате проще изготовить и эксплуатировать, чем аргоновый ионный лазер. В нем также с успехом можно осуществить режим модулированной добротности и получить импульсы порядка киловатт со скважностью несколько миллисекунд. Это обстоятельство делает лазер на

алюмоиттриевом гранате полезным для экспериментов по нелинейной оптике.

Хотя лазер на  $\text{CO}_2$  - наиболее мощный из указанных четырех, он находит меньшее применение в экспериментах по рассеянию света. Зависимость интенсивности рассеянного света от частоты и существенное уменьшение чувствительности приемников в спектральной области 10 мкм не благоприятствуют применению лазера на  $\text{CO}_2$  в опытах по обычному рассеянию света. Однако этот лазер с большим успехом использовался для изучения подвижности носителей в полупроводниках с очень узкой межзонной щелью. Этот лазер почти всегда используется в режиме модулированной добротности, чтобы уменьшить среднюю генерируемую мощность и, следовательно, нагревание, разрушающее образцы.

В настоящее время продаются различные варианты всех описанных лазеров, но многие экспериментаторы все еще предпочитают конструировать свои собственные лазеры.

Обычно излучение лазера состоит из ряда продольных мод, разделенных по частоте на величину  $c/2L$  ( $L$  - оптическое расстояние между зеркалами лазерного резонатора) и занимающих частотный интервал порядка ширины кривой усиления в активной среде. Разработаны различные схемы «одночастотных» лазеров, основанные на

- 1) укорачивании резонатора, так чтобы  $c/2L > \Delta\nu_g$  и могла генерироваться только одна продольная мода,
- 2) соединении длинного лазерного резонатора с коротким оптическим резонатором таким образом, чтобы лазер мог генерировать только на частоте, принадлежащей модам обоих резонаторов,
- 3) модуляции собственной частоты резонатора и последующей демодуляции лазерного излучения.

На практике чаще всего используется второй вариант, так как в этом случае нет ограничения мощности, свойственного очень коротким

резонаторам, которые требуются в первом методе, и вместе с тем не требуется такой сложной электронной аппаратуры, как в третьем варианте.

Для некоторых приложений эффективная ширина линии излучения  $\sim 100$  МГц является неприемлемой. В таких случаях можно использовать сложные электронные схемы управления с обратной связью, позволяющие устранить флуктуации конфигурации лазерного резонатора, ответственные за блуждание частоты одной продольной моды. В этом случае эффективная спектральная ширина линии излучения лазера может быть сделана меньше 1 МГц.

Ширина аппаратной функции, допустимая в данном эксперименте, определяет необходимость применения одномодового лазера. Вообще говоря, одномодовый лазер необходим для изучения тех возбуждений, частоты которых много меньше 1 ГГц, если для анализа спектра используется оптический спектрометр или интерферометр.

## **2.2. Экспериментальные установки для изучения ультразвуческих и гиперзвуковых параметров жидкого кристалла**

Для изучения акустических параметров жидких кристаллов (скорость и коэффициент поглощения ультра- и гиперзвука) используются явления дифракции лазерного излучения на ультразвуке и метод спектроскопии тонкой структуры линии Рэлея, возникающей в результате модуляции рассеянного света адиабатическими флуктуациями плотности, распространяющимися в среде в виде тепловых упругих (дебаевских) волн. В наиболее часто встречающихся на практике экспериментальных условиях первый метод позволяет охватить диапазон звуковых частот от 1 до 100 МГц, а второй метод – диапазон звуковых частот от 1 до 10 ГГц (при изменении угла рассеяния света от  $20^\circ$  до  $160^\circ$ ). Расширение верхнего предела частоты гиперзвука осуществляется также переходом к лазерам с меньшей длиной волны излучения (например, от He-Ne лазера к аргоновому или He-Cd)

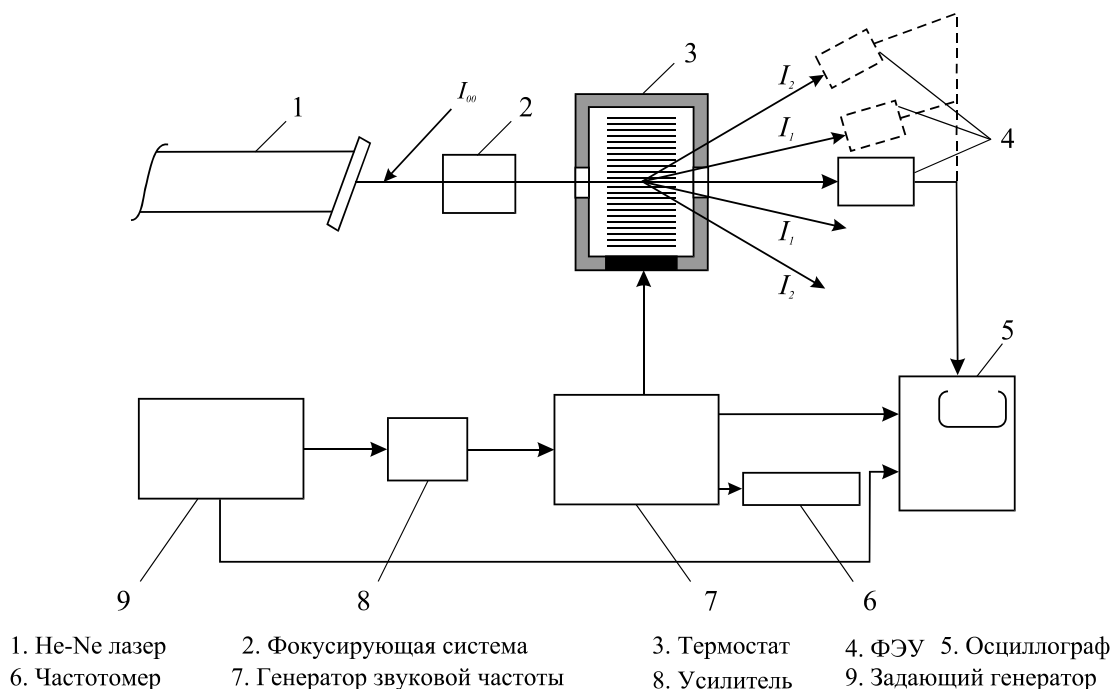


Рис.7. Схема установки для изучения акусто-оптической дифракции лазерного излучения на ультразвуке

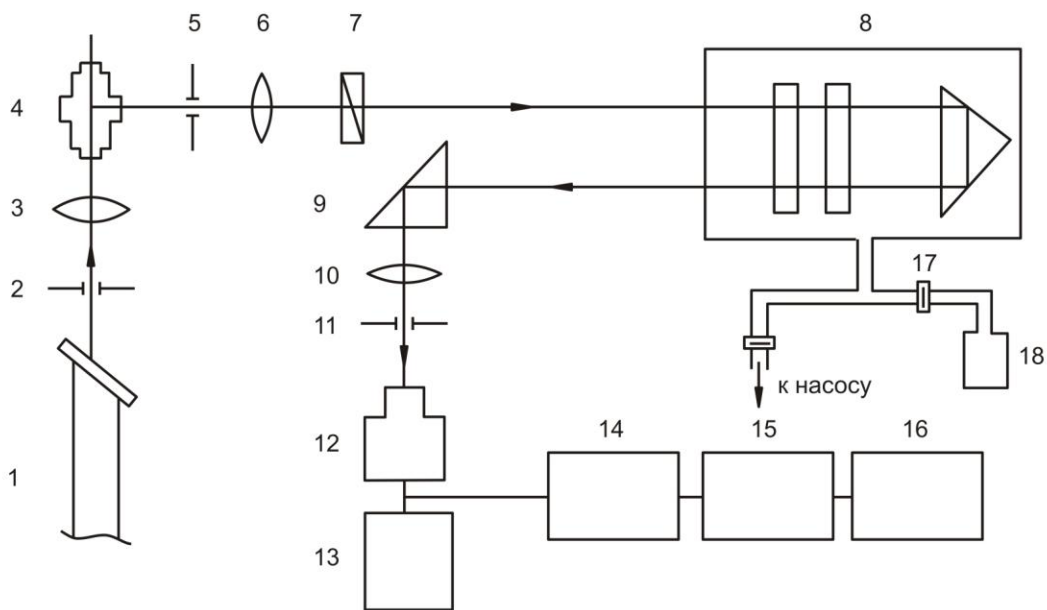


Рис.8. Схема экспериментальной установки для изучения гиперзвуковых волн по спектрам тонкой структуры линии Рэля:

1- He-Ne лазер; 2 – диафрагма; 3 – объектив (120 мм); 4 – сосуд с исследуемой жидкостью; 5 – диафрагма; 6 – коллиматорный объектив (210 мм); 7 – поляризатор (призма Франка-Риттера); 8 – барокамера с двухпроходным интерферометром Фабри-Перо; 9 – поворотная призма; 10 – камерный объектив (270 мм); 11 – диафрагма (0.25 мм); 12 – ФЭУ-79; 13 – блок питания ФЭУ; 14 – эмиттерный повторитель; 15 – линейный интенсивметр; 16 – самописец КСП-4; 17 – сверхзвуковой игольчатый натекатель; 18 – баллон с азотом.

Схемы экспериментальных установок приведены на рисунках 7 и 8. Более подробную информацию о принципе их работы и особенностях проведения экспериментальных исследований можно получить в [10-12].

### *Измерение скорости и коэффициента поглощения ультразвука*

При прохождении лазерного излучения через образец, в котором распространяется ультразвуковая волна, на выходе из кюветы помимо основного возникают пучки отклоненного (дифрагированного) света, обусловленные эффектом дифракции света на ультразвуке. Характеристики дифрагированного излучения – направление в пространстве, поляризация и интенсивность – зависят от параметров звукового поля (частоты и интенсивности ультразвука, толщины звукового пучка), а также от угла, под которым свет падает на звуковой пучок. При нормальном (перпендикулярном) падении света на звуковой пучок (режим Рамана-Ната) при выходе из области акустооптического взаимодействия световой луч разбивается на серию лучей, идущих по различным направлениям, определяемым соотношением:

$$\sin \theta_m = \frac{m\lambda f}{v},$$

где  $\theta_m$  - угол дифракции (в  $m$ -ом дифракционном порядке),  $\lambda$  - длина волны падающего излучения,  $f$  – частота звука,  $v$  - скорость распространения звука.

Измеряя при помощи гониометра угол дифракции  $\theta_m$ , а при помощи частотомера – частоту ультразвука, можно рассчитать скорость ультразвука по приведенной выше формуле.

Величину амплитудного коэффициента поглощения звука  $\alpha$  можно определить, перемещая исследуемый образец в направлении, перпендикулярном оси лазерного луча, и измеряя изменение интенсивности дифрагированного потока, по формуле:

$$\alpha = \frac{\ln I_1 / I_2}{2\Delta x}$$

где  $I_1$  и  $I_2$  - интенсивности дифрагированного света в первой и второй точках образца, а  $\Delta x$  – расстояние между этими точками.

### *Измерение скорости и коэффициента поглощения гиперзвука*

Располагая спектром молекулярного рассеяния света (компоненты Мандельштама–Бриллюэна и центральная компонента) в растворах, можно исследовать частотное смещение компонент тонкой структуры и по расстоянию между компонентами определить скорость гиперзвука  $V$  в веществе (частоты гиперзвука  $\sim 10^{10}$  Гц) из формулы

$$2\pi\Delta\nu = \Delta\omega = \Omega = \pm 2n \frac{V}{c} \omega \sin \frac{\theta}{2},$$

а по ширине компонент Мандельштама–Бриллюэна определить коэффициент поглощения звука, поскольку эта ширина определяется произведением скорости звука  $V$  на коэффициент поглощения  $\alpha$ :  $\delta\omega_{\text{МБ}} = 2\alpha V$ .

### **2.3. Расчет и анализ параметров релаксационного процесса по результатам измерения скорости высокочастотного звука**

Пусть для некоторой жидкости мы имеем следующие результаты измерений скорости звука на разных частотах:

	$f$ , Гц	$V$ , м/с
	$1.05 \times 10^9$	1320
Гиперзвук	$4.56 \times 10^9$	1383
	$6.60 \times 10^9$	1426

Проведем предварительный анализ представленных в таблице результатов. Как видно из таблицы, скорость звука для самой низкой частоты равна 1320

м/с, а скорость звука для самой высокой из исследованных частот равна 1426 м/с. Другими словами, скорость звука заметно возрастает при увеличении его частоты, т.е. имеет место значительная дисперсия скорости звука. Для расчета величины дисперсии скорости звука (в процентах) используется следующее выражение:

$$\Delta V = \frac{V_2 - V_1}{\frac{V_2 + V_1}{2}} \times 100\% = 2 \times \frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} \times 100\% \quad (2.3.1)$$

В формуле (2.3.1)  $V_2$  – скорость звука на частоте  $f_2$ ,  $V_1$  – скорость звука на частоте  $f_1$  ( $f_2 > f_1$ ). Подставляя в (3.1.1) результаты из таблицы, получим:

$$\Delta V = 2 \times \frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} \times 100\% = 2 \times \frac{1426 - 1320}{1426 + 1320} \times 100\% = 2 \times \frac{106}{2746} \times 100\% = 7.7\%$$

Таким образом, в интервале частот от 1.05 ГГц до 6.6 ГГц дисперсия скорости звука в исследованной жидкости составляет 7.7%.

Полную дисперсию скорости звука можно рассчитать по формуле, аналогичной формуле (2.3.1) в виде:

$$\Delta V = 2 \times \frac{V_\infty - V_0}{V_\infty + V_0} \times 100\% \quad (2.3.2)$$

здесь  $V_\infty$  и  $V_0$  – скорости звука для частот  $\omega \rightarrow \infty$  и  $\omega \rightarrow 0$ , соответственно.

Определение значений  $V_\infty$  и  $V_0$  для данной жидкости является, вообще говоря, не простой задачей, которая может быть решена следующим образом.

Как уже упоминалось выше, в рамках релаксационной теории Мандельштама-Леонтовича, зависимость скорости  $V$  звука от его частоты  $\omega$  может быть записана в виде:

$$V^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.3.3)$$

Это выражение содержит три неизвестные величины:  $V_\infty$  (скорость звука для  $\omega \rightarrow \infty$ ),  $V_0$  (скорость звука для  $\omega \rightarrow 0$ ) и  $\tau$  (время релаксации объемной вязкости). Однако, если провести измерения скорости для трех частот звука,

можно составить систему, состоящую из трех уравнений типа (2.3.3) с тремя неизвестными:

$$\begin{cases} V_1^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega_1^2 \tau^2}{1 + \omega_1^2 \tau^2} \\ V_2^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega_2^2 \tau^2}{1 + \omega_2^2 \tau^2} \\ V_3^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega_3^2 \tau^2}{1 + \omega_3^2 \tau^2} \end{cases} \quad (2.3.4)$$

где  $V_1$ ,  $V_2$  и  $V_3$  – скорости звука для частот  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и  $\omega_3$ , соответственно. Решая эту систему уравнений можно найти значения  $V_\infty$ ,  $V_0$  и  $\tau$ .

Для аналитического решения этой системы уравнений удобно ввести следующие обозначения:

$$V_0^2 = A; \quad V_\infty^2 - V_0^2 = B; \quad \frac{1}{\tau^2} = C$$

Тогда система уравнений (2.3.4) примет вид:

$$\begin{cases} V_1^2 = A + B \frac{\omega_1^2}{C + \omega_1^2} \\ V_2^2 = A + B \frac{\omega_2^2}{C + \omega_2^2} \\ V_3^2 = A + B \frac{\omega_3^2}{C + \omega_3^2} \end{cases}$$

Решая стандартным образом полученную систему, можно найти:

$$C = \frac{\omega_2^2 - \omega_3^2 \cdot \frac{V_3^2 - V_1^2}{V_2^2 - V_1^2} \cdot \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{\omega_3^2 - \omega_1^2}}{\frac{V_3^2 - V_1^2}{V_2^2 - V_1^2} \cdot \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{\omega_3^2 - \omega_1^2} - 1} \quad (2.3.5)$$

$$B = \frac{V_2^2 - V_1^2}{\omega_2^2 - \omega_1^2} \cdot \frac{(C + \omega_1^2) \cdot (C + \omega_2^2)}{C} \quad (2.3.6) \quad \text{и} \quad A = V_1^2 - B \cdot \frac{\omega_1^2}{C + \omega_1^2} \quad (2.3.7)$$

Воспользуемся результатами измерений скорости гиперзвука, представленными в таблице:

$$V_1 = 1320 \text{ м/с}, \quad \omega_1 = 2\pi f_1 = 6.6 \times 10^9 \text{ рад/с}.$$

$$V_2 = 1383 \text{ м/с}, \omega_2 = 2\pi f_2 = 28.6 \times 10^9 \text{ рад/с.}$$

$$V_3 = 1426 \text{ м/с}, \omega_3 = 2\pi f_3 = 41.5 \times 10^9 \text{ рад/с.}$$

Подставив эти значения в формулу (2.3.5) получим:  $C = 25.4 \times 10^{20}$   
Далее, по формулам (2.3.6) и (2.3.7), следует:  $B = 751078$  и  $A = 1742273$

Согласно обозначениям, которые мы сделали выше:

$$C = \frac{1}{\tau^2} \rightarrow \tau = \frac{1}{\sqrt{C}} \approx 2 \times 10^{-11} \text{ (с)}; \quad A = V_0^2 \rightarrow V_0 = \sqrt{A} \approx 1319 \text{ (м/с)}$$

$$B = V_\infty^2 - V_0^2 \rightarrow V_\infty = \sqrt{B + V_0^2} = \sqrt{B + A} \approx 1579 \text{ (м/с)}$$

Расчет полной дисперсии по формуле (2.3.2) дает:

$$\Delta V = 2 \times \frac{V_\infty - V_0}{V_\infty + V_0} \times 100\% = 2 \times \frac{1579 - 1319}{1579 + 1319} \times 100\% \approx 18\%$$

Таким образом, анализ экспериментальных результатов, приведенных в таблице, с точки зрения релаксационной теории распространения звука позволяет сделать следующие выводы:

1. В исследуемой жидкости в интервале звуковых частот от  $\sim 1$  ГГц до  $\sim 7$  ГГц имеет место дисперсия скорости распространения гиперзвука, равная приблизительно 7.7%.
2. Наблюдаемая дисперсия скорости гиперзвука обусловлена процессом релаксации объемной вязкости, характерное время которого  $2 \times 10^{-11}$  с.
3. Рассчитанные по формулам релаксационной теории значения скоростей  $V_\infty$  и  $V_0$  показывают, что полная дисперсия скорости звука в исследуемой жидкости составляет 18%.

#### **2.4. Расчет и анализ параметров релаксационного процесса по результатам измерения коэффициента поглощения высокочастотного звука**

Пусть для некоторой жидкости мы имеем следующие результаты измерений коэффициента поглощения звука на разных частотах:

	$f$ , Гц	$\alpha$ , см <sup>-1</sup>
	$1.05 \times 10^9$	2380
Гиперзвук	$4.56 \times 10^9$	22100
	$6.60 \times 10^9$	29200

Проведем предварительный анализ представленных в таблице результатов. Как видно из таблицы, коэффициент поглощения гиперзвука заметно возрастает при увеличении его частоты. Подобная частотная зависимость коэффициента поглощения может быть объяснена (в рамках релаксационной теории) процессом релаксации объемной вязкости. Пренебрегая вкладом со стороны теплопроводности, легко получить выражение для коэффициента поглощения звука в виде:

$$\frac{\alpha}{f^2} = \frac{8\pi^2}{3} \cdot \frac{\eta}{V_0^3 \rho} + \frac{2\pi^2 \tau}{V_0^3} \cdot \frac{V_\infty^2 - V_0^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.4.1)$$

Вводя обозначения

$$\frac{8\pi^2}{3} \cdot \frac{\eta}{V_0^3 \rho} = A \quad \text{и} \quad \frac{2\pi^2 \tau}{V_0^3} \cdot (V_\infty^2 - V_0^2) = B,$$

можно представить (2.4.1) в более удобном для анализа виде:

$$\frac{\alpha}{f^2} = A + \frac{B}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.4.2)$$

где  $A$  и  $B$  являются параметрами, независящими от частоты звука. Выражение для коэффициента поглощения звука, отнесенного к квадрату частоты, содержит в себе три неизвестных величины –  $A$ ,  $B$  и  $\tau$ . Однако, если провести измерения скорости для трех частот звука, можно составить систему, состоящую из трех уравнений типа (2.4.2) с тремя неизвестными:

$$\begin{cases} \frac{\alpha_1}{f_1^2} = A + \frac{B}{1 + (2\pi f_1 \tau)^2} \\ \frac{\alpha_2}{f_2^2} = A + \frac{B}{1 + (2\pi f_2 \tau)^2} \\ \frac{\alpha_3}{f_3^2} = A + \frac{B}{1 + (2\pi f_3 \tau)^2} \end{cases} \quad (2.4.3)$$

где  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  – коэффициенты поглощения звука для частот  $f_1$ ,  $f_2$  и  $f_3$ , соответственно. Решая эту систему уравнений можно найти  $A$ ,  $B$  и  $\tau$ .

Стандартный метод решения систем уравнений позволяет определить неизвестные параметры в следующем виде:

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_2} \cdot \sqrt{\frac{\frac{\left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2 - 1}{\left(\frac{f_3}{f_1}\right)^2 - 1} \cdot \frac{\alpha_1 - \alpha_3 \cdot \left(\frac{f_1}{f_3}\right)^2}{\alpha_1 - \alpha_2 \cdot \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2} - 1}{1 - \frac{\left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2 - 1}{\left(\frac{f_3}{f_1}\right)^2 - 1} \cdot \frac{\alpha_1 - \alpha_3 \cdot \left(\frac{f_1}{f_3}\right)^2}{\alpha_1 - \alpha_2 \cdot \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2} \times \left(\frac{f_3}{f_2}\right)^2}} \quad (2.4.4)$$

$$B = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{\frac{\alpha_1}{f_1^2} - \frac{\alpha_2}{f_2^2}}{\tau^2} \cdot \frac{(1 + [2\pi f_2 \tau]^2)(1 + [2\pi f_1 \tau]^2)}{f_2^2 - f_1^2} \quad (2.4.5)$$

$$A = \frac{\alpha_1}{f_1^2} - \frac{B}{1 + (2\pi f_1 \tau)^2} \quad (2.4.6)$$

Воспользуемся результатами измерений коэффициента поглощения гиперзвука, представленными в таблице.

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 2380 \text{ см}^{-1}, & \alpha_1/f_1^2 &= 2.15 \times 10^{-15} \text{ см}^{-1} \text{ с}^2, & 2\pi f_1 &= 6.6 \times 10^9 \text{ рад/с.} \\ \alpha_2 &= 22100 \text{ см}^{-1}, & \alpha_2/f_2^2 &= 1.06 \times 10^{-15} \text{ см}^{-1} \text{ с}^2, & 2\pi f_2 &= 28.6 \times 10^9 \text{ рад/с.} \\ \alpha_3 &= 29200 \text{ см}^{-1}, & \alpha_3/f_3^2 &= 0.67 \times 10^{-15} \text{ см}^{-1} \text{ с}^2, & 2\pi f_3 &= 41.5 \times 10^9 \text{ рад/с.} \end{aligned}$$

Подставив эти значения в формулу (2.4.4) получим:  $\tau = 3.8 \times 10^{-11}$  с.

Далее, по формулам (2.4.5) и (2.4.6), следует:  $B = 2.4 \times 10^{-18}$  см<sup>-1</sup>с<sup>2</sup> и  $A = 2.3 \times 10^{-15}$  см<sup>-1</sup>с<sup>2</sup>.

Таким образом, анализ экспериментальных результатов, приведенных в таблице, с точки зрения релаксационной теории распространения звука позволяет сделать следующие выводы:

1. В исследуемой жидкости в интервале звуковых частот от  $\sim 1$  ГГц до  $\sim 7$  ГГц имеет место заметная частотная зависимость коэффициента поглощения гиперзвука.
2. Наблюдаемая зависимость коэффициента поглощения от частоты гиперзвука обусловлена процессом релаксации объемной вязкости, характерное время которого  $3.8 \times 10^{-11}$  с.
3. Рассчитанные по формулам релаксационной теории значения скоростей  $A$  и  $B$  равны, соответственно,  $2.3 \times 10^{-15}$  см<sup>-1</sup>с<sup>2</sup> и  $2.4 \times 10^{-18}$  см<sup>-1</sup>с<sup>2</sup>.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

Для анализа температурных зависимостей скорости высокочастотного звука в изотропной фазе ПАА мы воспользовались экспериментальными данными, приведенными в работах [14-19]. Были проанализированы скорости распространения гиперзвука в изотропной фазе ПАА при различных температурах для частот гиперзвука 1.3, 4.7 и 6.7 ГГц. Некоторые результаты приведены в таблице 1.

*Таблица 1.* Скорость распространения гиперзвука в изотропной фазе ПАА

$T, ^\circ\text{C}$	$f_1=1.3$ ГГц	$f_2=4.7$ ГГц	$f_3=6.7$ ГГц
	$V_1, \text{ м/с}$	$V_2, \text{ м/с}$	$V_3, \text{ м/с}$
135	1322	1340	1358
138	1309	1327	1343
144	1298	1313	1328
149	1285	1301	1313
154	1273	1288	1300
158	1263	1275	1286

По методике, описанной в параграфе 2.3, были рассчитаны значения  $V_\infty$  (скорость звука для  $\omega \rightarrow \infty$ ),  $V_0$  (скорость звука для  $\omega \rightarrow 0$ ) и  $\tau$  (время релаксации объемной вязкости). Результаты расчета приведены в таблице 2 и на рисунках 9 и 10.

*Таблица 2.* Параметры релаксационного процесса в изотропной фазе ПАА

$T, ^\circ\text{C}$	$V_0, \text{ м/с}$	$V_\infty, \text{ м/с}$	$\tau \times 10^{11}, \text{ с}$	$D, \%$	$D_{\text{полн}}, \%$
135	1310	1405	7.8	4.2	12.1
138	1298	1388	7.6	4.1	12.0
144	1289	1371	7.3	3.8	11.7
149	1274	1357	7.0	3.6	11.4
154	1262	1342	6.8	3.4	11.2
158	1250	1331	6.4	3.1	10.9

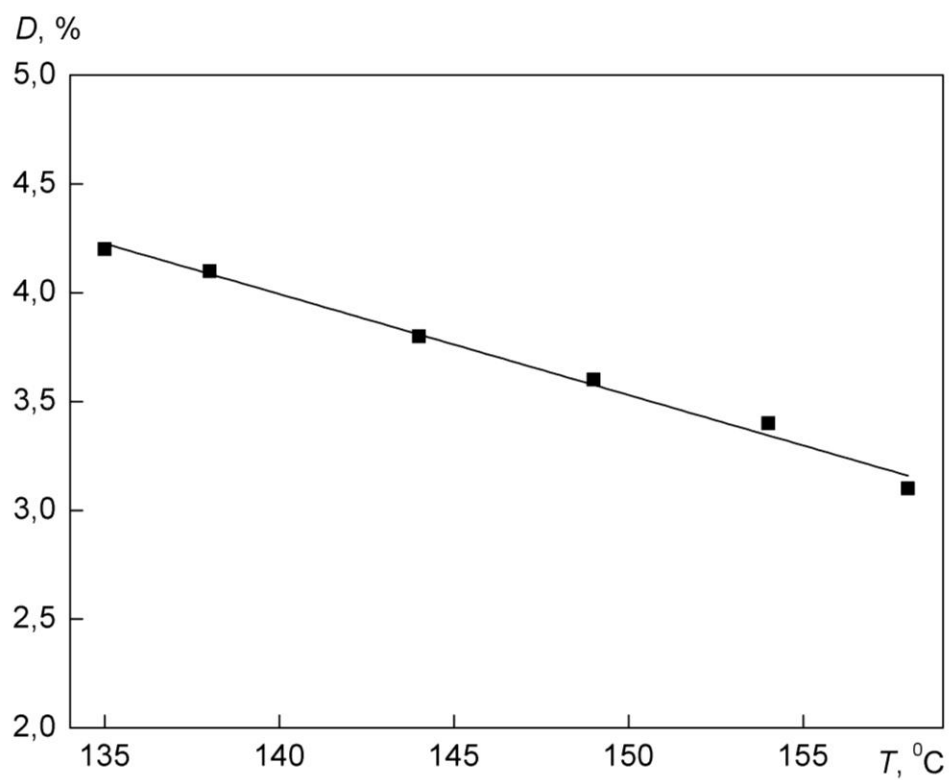


Рис.9. Температурная зависимость дисперсии скорости звука в изотропной фазе ПАА.

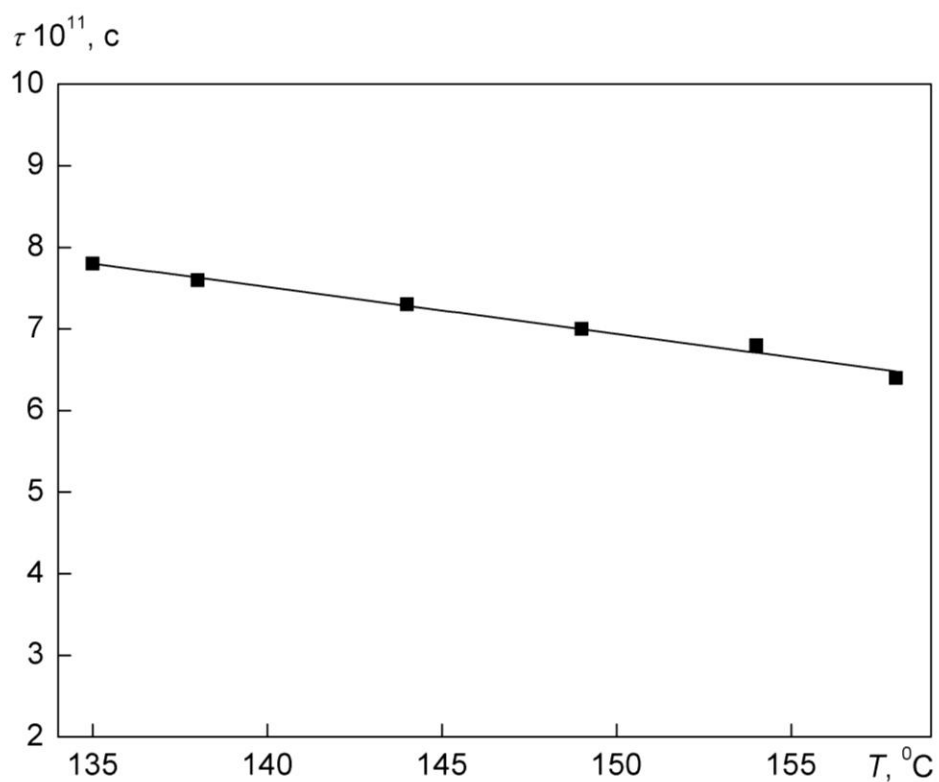


Рис.10. Температурная зависимость времени акустической релаксации в изотропной фазе ПАА.

Как видно из таблицы 2 и рис. 9 и 4, характерное время релаксации, обуславливающее наблюдаемую в эксперименте дисперсию скорости звука составляет величину порядка  $10^{-11}$  с и линейно (с учетом ошибок эксперимента) увеличивается с уменьшением температуры образца. Значения  $V_{\infty}$ ,  $V_0$ , и  $D$  (так же с учетом ошибок эксперимента) линейно увеличиваются с уменьшением температуры образца.

Такие значения времени релаксации и дисперсии скорости звука, а также их температурные зависимости характерны для маловязких жидкостей и, соответственно, можно предполагать, что наблюдаемая температурно-частотная зависимость скорости распространения звука в изотропной фазе ПАА в гиперзвуковом диапазоне частот обусловлена процессом релаксации объемной вязкости.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

**Целью** настоящей работы является изучение методов экспериментального исследования скорости распространения звуковых волн в жидких кристаллах в широком диапазоне частот – от ультразвука до гиперзвука.

Для достижения поставленной цели были сформулированы и успешно решены следующие **задачи**:

1. Изучена литература, посвященная теоретическим представлениям (теория Ландау – де Жена) для описания релаксационных явлений в изотропной фазе, а также эффектам, проявляющимся при взаимодействии лазерного излучения со звуковыми волнами в конденсированных средах (дифракция света на ультразвуке и тонкая структура в спектре рэлеевского рассеяния света);
2. Изучена экспериментальная методика исследования ультраакустических и гиперакустических параметров жидкостей;
3. Проведен анализ имеющихся литературных данных по скорости распространения ультразвука и гиперзвука в изотропной фазе ПАА, исследованы закономерности их температурного поведения;
4. Изучен метод анализа экспериментальных данных с позиций релаксационной теории распространения звука.

В целом, по результатам работы можно сделать следующие основные **выводы**:

1. В изотропной фазе ПАА скорость гиперзвука монотонно увеличивается с уменьшением температуры образца;
2. В интервале гиперзвуковых частот скорость звука растет с увеличением его частоты, т.е. имеет место дисперсия скорости гиперзвука;
3. Расчеты по формулам релаксационной теории распространения звука показывают, что характерное время релаксации, обуславливающее наблюдаемую в эксперименте дисперсию скорости звука, составляет

величину порядка  $10^{-11}$  с и линейно увеличивается с уменьшением температуры образца. Значения  $V_\infty$ ,  $V_0$ , и  $D$  также линейно увеличиваются с уменьшением температуры образца;

4. Полученные значения времени релаксации и дисперсии скорости звука, а также их температурные зависимости характерны для маловязких жидкостей и, соответственно, можно предполагать, что наблюдаемая температурно-частотная зависимость скорости распространения звука в изотропной фазе ПАА в гиперзвуковом диапазоне частот обусловлена процессом релаксации объемной вязкости.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов М.А. *Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах*. М.: Наука, 1987.
2. де Жен П. *Физика жидких кристаллов*. М.: Мир, 1977.
3. Litster J.D. *Critical phenomena*. McGraw-Hill, New York, 1971.
4. Lerman V.Yu., Sabirov L.M., Sabirov R.L., Utarova T.M. *J. Mol. Struct.* 1995. v.348. p.201.
5. Borsali R., Schroeder P., Yoon Y. *Phys. Rev. E*. 1998. v.58(3). p.2717
6. Капустин А.П., Капустина О.А. *Акустика жидких кристаллов*. М.: Наука, 1986.
7. Sabirov L.M., Lerman V.Yu., Turakulov Ya.T., Semenov D.I. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2001. v.366. p.1.
8. *Ультразвук. Маленькая энциклопедия*. М.: Сов. Энциклопедия, 1968.
9. Фабелинский И.Л. *Избранные труды*. В 2 т. Под ред. В.Л. Гинзбурга. М.: Физматлит, 2005. Фабелинский И.Л. *Молекулярное рассеяние света*. М.: Наука, 1965.
10. Сабиров Л.М. *Спектры молекулярного рассеяния света и распространение гиперзвука в жидкостях и растворах*. Дисс. док. физ.-мат. наук, Самарканд. 1984.
11. Семенов Д.И. *Спектроскопические и акусто-оптические исследования релаксационных процессов в изотропной фазе жидких кристаллов*. Дисс. канд. физ.-мат. наук, Ташкент. 2004.
12. Хайдаров Х.С. *Спектры тонкой структуры рассеяния в окрестности особой точки водных растворов*. Дисс. канд. физ.-мат. наук. Самарканд, 2010.
13. Лерман В.Ю., Сабиров Л.М., Утарова Т.М. *ЖЭТФ*. 1993. т.104(7). с.2366.
14. Сабиров Л.М., Семенов Д.И., Утарова Т.М. *Акустический журнал*. 2004. т.50(1). с.106. [Sabirov L.M., Semenov D.I., Utarova T.M. *Acoustical Physics*. 2004. v.50(1). p.91].

15. Sabirov L.M., Semenov D.I., Utarova T.M. *Uzbek Journal of Physics*. 2003 v.5(2-3). p.112.
16. Бункин Н.Ф., Горелик В.С., Сабиров Л.М., Семенов Д.И. *Квантовая электроника*. 2009. т.39. №8. с.774.
17. Bunkin N.F., Gorelik V.S., Sabirov L.M., Semenov D.I. *Physics of Wave Phenomena*. 2009. v.17. #1, p.1.
18. Сабиров Л.М., Семенов Д.И. *Оптика и спектроскопия*. 2006. т.100. №6. с.952. [Sabirov L.M., Semenov D.I. *Optics and Spectroscopy*. 2006. v.100. #6. p.877.]
19. Сабиров Л.М., Семенов Д.И. *Краткие сообщения по физике (Физический Институт Российской Академии Наук)*. 2005. №12. с.18-25. [Sabirov L.M., Semenov D.I. *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. 2005. v.12. p.14.]

#### **Список использованных интернет-ресурсов**

1. [www.ufn.ru](http://www.ufn.ru) – Сайт журнала «Успехи физических наук»
2. [www.quantum-electron.ru](http://www.quantum-electron.ru) – Сайт журнала «Квантовая электроника»
3. [www.maik.ru](http://www.maik.ru) – Портал издательства научной литературы МАИК, содержание журналов «Журнал экспериментальной и теоретической физики», «Оптика и спектроскопия»
4. [www.lebedev.ru](http://www.lebedev.ru) – Сайт Физического Института Академии Наук (ФИАН) России, содержание журнала «Краткие сообщения по физике ФИАН»