

ОПТО-АКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Описание лабораторной работы

Санкт-Петербург

2020 г.

Оглавление

1. Введение	3
2. Опто-акустический эффект	5
2.1. Среда с низкой теплопроводностью	6
2.2. Среда с высокой теплопроводностью	8
2.3. Механизмы генерации ультразвука при лазерном возбуждении твердого тела	10
2.4. Подготовка образцов к измерениям акустических характеристик при термоупругом механизме взаимодействия	13
3. Возможности практического применения ОА эффекта в научных исследованиях и в промышленности	14
4. Экспериментальная установка для выполнения лабораторной работы	16
5. Правила техники безопасности	17
6. Цель работы	17
7. Порядок выполнения работы	17
8. Требования к отчету	18
9. Литература	19

1. Введение

Опто-акустическая спектроскопия (ОАС) – раздел спектроскопии, основанный на опто-акустическом эффекте (ОАЭ), заключающимся в возникновении акустических колебаний в образце при взаимодействии модулированным на звуковой частоте или импульсным электромагнитным излучением в оптическом диапазоне длин волн. ОАС позволяет исследовать вещества в любом агрегатном состоянии с слабым и сильным поглощением ультразвуковых колебаний, в широком температурном интервале от 4 К до 1000 К.

Впервые опто-акустический эффект (ОА эффект) наблюдал Белл [1] еще в 1881 г., заметивший пульсации давления в замкнутом объеме газа, поглощавшего модулированное по интенсивности инфракрасное излучение. Белл предложил использовать этот эффект для исследования спектральной зависимости поглощения света газами и парами. Однако в то время исследование и применение ОА эффекта не получили широкого распространения из-за отсутствия достаточно мощных световых источников и надежных средств измерения акустических сигналов. Первый лазер был создан в 1960 г., и с 1963 г. стали появляться публикации по теории и технике лазерного возбуждения ультразвуковых колебаний. Первоначально лазерная генерация ультразвука изучалась как физическое явление с теоретическим интересом, однако позднее – как привлекательный метод с некоторыми возможностями применения в области промышленного контроля материалов.

В последние годы методы ОА спектроскопии все чаще и эффективнее стали применяться в физических исследованиях [2,3], в системах автоматизированного контроля композитных материалов в аэрокосмической промышленности, а также при решении задач, связанных с исследованием относительно небольших объемов горных пород, и требующих высокой точности, детальности и разрешающей способности контроля. Следует отметить несомненные преимущества опто-акустических преобразователей

звуковых колебаний по сравнению с традиционно применяемыми пьезоэлектрическими и магнитострикционными преобразователями – значительная широкополосность, информативность, разрешающая способность, возможность возбуждать звуковые колебания на большом расстоянии от объекта исследований, отсутствие акустических склеек в зоне контакта лазерного луча и исследуемого вещества. Но у ОАЭ, есть и недостатки, к которым относится одновременное возбуждение различных акустических колебаний (продольных, сдвиговых, рэлеевских волн), что при длительности зондирующего импульса, сравнимой с временем прохождения звукового импульса в тонких образцах, затрудняет интерпретацию экспериментальных данных. Однако этот недостаток можно исключить путем применения пьезоэлектрических преобразователей для регистрации и анализа акустического отклика, и за счет знания величин скоростей для выделения соответствующих мод ультразвуковых колебаний [4].

При лазерном возбуждении звука обычно рассматриваются несколько основных процессов взаимодействия, сопровождающихся генерацией акустических колебаний [3], из которых для неразрушающих исследований твердых тел наиболее предпочтительным является использование термоупругого механизма генерации ультразвуковых колебаний.

2. Опто-акустический эффект

Рассмотрим кратко ОА эффект. Пусть на поглощающую свет среду вдоль оси z падает лазерный импульс. Вследствие поглощения света среда неоднородно и не стационарно нагревается, и расширяется, что порождает возникновение акустического импульса (ОА сигнала). Амплитуда давления ОА сигнала пропорциональна изменению температуры среды и зависит от таких параметров среды как плотность ρ_0 , скорость звука c_0 и коэффициент теплового расширения β [2]:

$$p'(z,t) \sim \rho_0 c_0^2 \beta T'(z,t), \quad (1)$$

где $p'(z,t)$ и $T'(z,t)$ – приращения давления и температуры среды относительно их равновесных значений. Заметим также, что величина $T'(z,t)$ пропорционально интенсивности света I_0 . Эффективность термооптического преобразования (свет в тепло) пропорциональна мощности светового излучения, поглощаемой в среде. Поэтому можно ожидать, что при сильном поглощении света возбуждение звука будет происходить гораздо эффективнее, чем при слабом поглощении.

Рассмотрение процесса возбуждения звука можно условно разбить на два случая. Для сред со слабой теплопроводностью (жидкости, диэлектрики) глубина диффузии тепла d_{th} за время лазерного импульса длительностью τ_L много меньше глубины проникновения света в среду d_{op} :

$$d_{th} = \sqrt{\chi \tau_L} \ll d_{op}. \quad (2)$$

В случае сильной теплопроводности (металлы) выполняется обратное условие:

$$d_{th} = \sqrt{\chi \tau_L} \gg d_{op}, \quad (3)$$

где χ – коэффициент теплопроводности поглощающей среды. Рассмотрим особенности формирования акустического сигнала в этих двух случаях.

2.1. Среда с низкой теплопроводностью

Пусть на границу раздела прозрачной и поглощающей сред по нормали падает лазерный импульс с плоским волновым фронтом $I(t, z = 0) = I_0 f(t)$, (см. Рис.1). В реальности это условие хорошо выполняется, если глубина поглощения света много меньше диаметра лазерного пучка a : $d_{op} \ll a$.

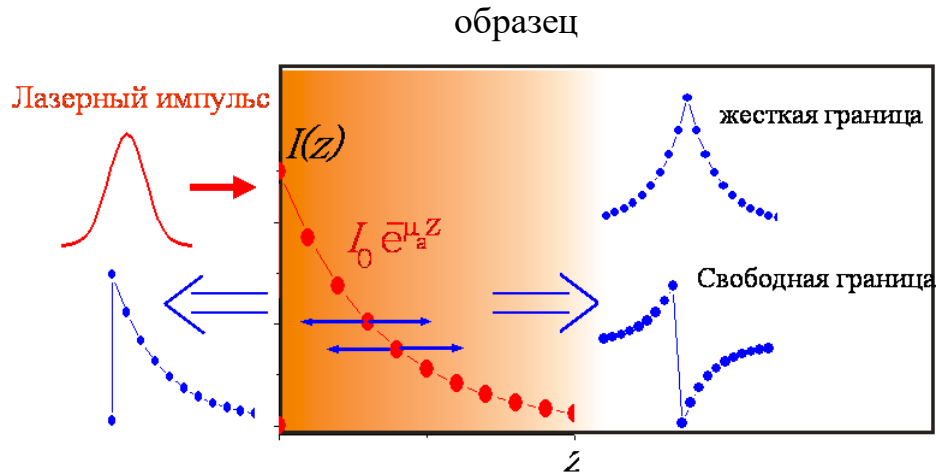


Рис.1 Опто-акустический эффект в среде с низкой теплопроводностью.

При слабой теплопроводности среды диффузия не существенна, поэтому процесс поглощения света можно считать мгновенным, временной профиль огибающей интенсивности лазерного импульса $I(z)$ можно представить как:

$$I(z) = I_0 f(t) = I_0 \tau_L \delta(t) = E_0 \delta(t) , \quad (4)$$

(E_0 – плотность энергии лазерного излучения)

Объемная плотность теплоты, выделившейся в среде, описывается выражением:

$$Q(z) = \mu_a c_0 \exp(-\mu_a z) , \quad (5)$$

где μ_a – коэффициент поглощения света в среде на частоте излучения лазер.

Тогда изменение температуры среды

$$T' = (\mu_a E_0 / \rho_0 c_p) \exp(-\mu_a z) , \quad (6)$$

где c_p – удельная теплоемкость среды при постоянном давлении, ρ_0 – плотность образца.

Если длительность лазерного импульса τ_L достаточно мала по сравнению со временем пробега звука по глубине проникновения света, то

$$d_{op} = \mu_a^{-1} \ll d_{ac} = c_0 \tau_L \quad (7)$$

(μ_a – коэффициент поглощения света в среде). Например, при $\tau_L = 10$ нс и скорости звука в воде $c_0 = 1,5$ мм/мкс (привычнее 1500 м/с) $d_{ac} = 1,5 \times 10^{-3}$ см. Таким образом, условие (7) будет выполняться вплоть до значений $\mu_a = 10^{-2}$ см⁻¹. Подставляя (6) в (1), получим:

$$p' = \rho_0 c_0^2 \beta T' = (\mu_a c_0^2 \beta E_0 / c_p) \exp(-\mu_a z) . \quad (8)$$

В выражении (8) мы не учли характер границы прозрачной среды с поглощающей средой. Действительно, термоупругие напряжения (8) (см. Рис.1) распределятся между волной, убегающей от границы $z = 0$ и волной, бегущей к границе. Эта волна частично отразится и частично пройдет в прозрачную среду.

Коэффициент отражения звуковой волны от границы раздела зависит от отношения N акустических импедансов исследуемого образца $Z_o = \rho_o c_o$ и прозрачной среды $Z_{tr} = \rho_{tr} c_{tr}$:

$$N = \rho_o c_o / \rho_{tr} c_{tr} , \quad (9)$$

где ρ_{tr} и c_{tr} – плотность прозрачной среды, и скорость звука в ней.

Таким образом, в случае регистрации со стороны поглощающей среды (прямая схема регистрации) акустический сигнал будет состоять из двух частей: прямой волны и отраженной от границы (см. Рис.1):

$$p' = (\mu_a c_0^2 \beta E_0 / 2c_p) \begin{cases} (1-N)(1+N) \exp(\mu_a(z-c_0 t)) , & z < c_0 t, \\ \exp(-\mu_a(z-c_0 t)) & , z > c_0 t. \end{cases} \quad (10)$$

В пределе акустически свободной границы ($N \gg 1$) импульс представляет собой волну сжатия и следующую за ней волну разрежения. Если граница является акустически жесткой ($N \ll 1$), вторая волна также является волной сжатия.

Если схема регистрации является косвенной, тогда импульс давления будет состоять только из одной волны, бегущей из зоны генерации обратно в прозрачную среду:

$$p'_{tr} = (\mu_a c_0^2 \beta E_0 / c_p) \frac{1}{1+N} \exp(-\mu_a(z - c_0 t)) . \quad (11)$$

Заметим, что выражения (10) и (11) были получены без учета формы и длительности лазерного импульса. В реальности, временной профиль давления ОА сигнала будет представлять собой свертку профиля давления и временной огибающей интенсивности лазерного импульса $f(t)$.

2.2. Среда с высокой теплопроводностью

Рассмотрим термооптическое возбуждение звука в металлах. Поглощение света в металлах чрезвычайно велико и составляет величину порядка 10^6 см^{-1} . Таким образом, нагрев среды можно представлять как поверхностный, однако его нельзя считать мгновенным, а температурное поле необходимо искать из решения системы уравнений теплопроводности с граничными условиями равенства температур и непрерывности тепловых потоков на границе сред:

$$\begin{cases} \partial T_{tr} / \partial t = \chi_{th} \Delta T, \\ \partial T / \partial t = \chi \Delta T, \end{cases} \quad (12)$$

$$T_{tr}|_{z=0} = T|_{z=0}, \quad \rho_{tr} c_{ptr} \chi_{tr} \partial T_{tr} / \partial z|_{z=0} = \rho_0 c_p \chi \partial T / \partial z|_{z=0} + I_0 L(t),$$

где χ и χ_{tr} – коэффициенты теплопроводности для поглощающей и прозрачной сред.

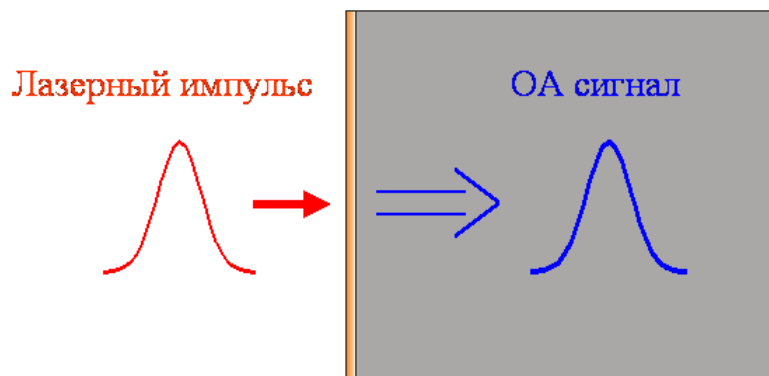


Рис.2 *Опто-акустический эффект в металлах*

Найденное таким образом температурное поле будет определять распределение тепловых источников в среде.

Акустическая часть задачи может быть найдена из решения волнового уравнения для потенциала φ колебательной скорости v :

$$v = \text{grad}\varphi, \quad p = \rho c v \quad (13)$$

в прозрачной и поглощающей средах, в правой части уравнения стоят тепловые источники, распределение которых находится из (12):

$$\begin{aligned} c_{tr}^{-2} \partial^2 \varphi_{tr} / \partial t^2 - \Delta \varphi_{tr} &= -\beta_{tr}^* \partial T_{tr} / \partial t, \\ c_0^{-2} \partial^2 \varphi_0 / \partial t^2 - \Delta \varphi_0 &= -\beta_0^* \partial T / \partial t. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь β_0^* и β_{tr}^* – эффективные коэффициенты теплового расширения сред.

Граничные условия к системе (14) должны быть использованы в виде непрерывности давления и колебательной скорости на границах раздела сред:

$$\rho_{tr} \varphi_{tr} |_{z=0} = \rho_0 \varphi_0 |_{z=0}, \quad \partial \varphi_{tr} / \partial z |_{z=0} = \partial \varphi_0 / \partial z |_{z=0}. \quad (15)$$

Решение уравнений (12) и (14) может быть проведено аналитически спектральным методом [6], и весьма громоздко. Мы приведем лишь окончательный результат вычислений. Для импедансной акустической границы

$$p'(t) = \frac{\beta_0^* c_0}{c_p} \frac{1}{N+1} \frac{1+b}{1+R_T} I_0 f(t), \quad (16)$$

где параметры

$$b = \beta_{tr}^* \sqrt{\chi_{tr}} / \beta_0^* \sqrt{\chi_0}, \quad R_T = \rho_{tr} c_{p, tr} \sqrt{\chi_{tr}} / \rho_0 c_p \sqrt{\chi_0}. \quad (17)$$

Параметр R_T определяет отношение тепловых потоков в прозрачную и поглощающую среды.

Из (16) видно, что временной профиль давления ОА импульса при импедансной акустической границе повторяет временную зависимость огибающей интенсивности лазерного импульса (Рис.2). Этот результат можно понять “на пальцах”. Действительно, т.к. длина диффузии тепла за время лазерного импульса много больше глубины проникновения света в среду, тепловое поле внутри среды определяется теплопроводностью.

Поступающее на границу тепло уносится внутрь металла. Таким образом, профиль давления ОА импульса определяется градиентом температуры на границе среды, который пропорционален временной огибающей интенсивности лазерного импульса.

2.3 Механизмы генерации ультразвука при лазерном возбуждении твердого тела

При лазерном возбуждении звука обычно рассматриваются несколько основных процессов взаимодействия, сопровождающихся генерацией акустических колебаний. Это объясняется наличием нескольких механизмов генерации, которые можно выбрать путем простого изменения мощности оптического излучения или условий облучения поверхности образца [3, 5].

1) Механизм термоупругой генерации звука, при энергиях облучения, не приводящих к фазовым превращения в области поглощения света. Такой механизм проявляется при малой плотности излучения $3-10 \text{ МВт/см}^2$ за счет возникновения вызванных тепловым расширением механических напряжений, направленных в основном параллельно поверхности на малой глубине ($\sim 1 \text{ мкм}$ для лазерного импульса длительностью 30 нс). Схематически данный механизм проиллюстрирован на рисунке 1. Тепловой механизм связан с неоднородным локальным нагревом и расширением среды при поглощении в ней лазерного излучения. В широком диапазоне значений коэффициентов поглощения света и частот модуляции интенсивности лазерного излучения тепловой механизм возбуждения звука является основным. Параметры термооптически возбуждаемого акустического сигнала зависят от оптических, теплофизических и акустических параметров поглощающей среды. Поэтому термооптическое возбуждение звука широко применяется в задачах диагностики указанных параметров газов, жидкостей и твердых тел.

2) С увеличением плотности излучения (50-250 МВт/см²) происходит процесс, связанный с плавлением и испарением вещества, сопровождающийся повреждением поверхности. Повреждение образца можно существенно уменьшить и даже исключить за счет применения покрытия поверхности. Дальнейшее увеличение плотности излучения (выше 250 МВт/см²) мало влияет на амплитуду акустической волны.

3) Взрывной процесс, обусловленный пробоем в парах и образованием светодетонационной волны.

4) Концентрационно-деформационный механизм возбуждения звука в полупроводниках. Эффективно исследуется последнее время в связи с возможностью применения фемтосекундных лазеров. Прогресс в получении фемтосекундных оптических импульсов открывает новые возможности при исследованиях физических процессов в твердых телах. В частности, при изучении динамики намагниченности, и поисков путей управления ею в ферромагнитных и полупроводниковых материалах [6].

Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что существенная информация о параметрах ОА сигнала содержится в величине спектральных компонент и в спектре упругих деформаций, которые можно получить путем Фурье преобразования ОА сигнала [7].

Исследования энергетических границ применимости механизма термоупругой генерации звука для большого числа образцов различной природы представлены в [4]. Измерения акустического отклика твердых тел различной природы при воздействии интенсивного излучения лазера от 3 до 200 МВт/см² позволили проследить действие практически всех возможных механизмов взаимодействия. Также можно отметить, что в целом ряде экспериментальных исследований по оптоакустике не уделялось должного внимания реализации действительно термоупругого механизма генерации импульсных напряжений. В первую очередь, это касается диапазона интенсивности облучений, в котором реализуется термоупругий механизм и на который существенное влияние оказывает качество поверхности образцов

(чистота, шероховатость, микроструктура приповерхностного слоя). Перегрев микровключений, микропробои и возникающие газодинамические процессы у поверхности могут в значительной мере влиять на физику взаимодействия оптического излучения с твердыми телами, а также и на формирование динамических напряжений в результате изменяющихся граничных условий в течение времени воздействия. Такого рода предварительные эксперименты позволяли выяснить диапазон допустимых интенсивностей облучения, например, в медных образцах при значении плотности потока $N = 11 \text{ МВт/см}^2$ на поверхности образца наблюдались следы расплава и эту интенсивность излучения можно считать граничной для термоупругого механизма.

Для неразрушающих исследований твердых тел (определения модулей упругости и коэффициента затухания ультразвука) наиболее предпочтительным является использование термоупругого механизма генерации ультразвуковых колебаний.

Таким образом, рассмотрение главы 2 показывает, что параметры ОА сигналов определяются как характеристиками поглощенного излучения, так и оптическими, теплофизическими и акустическими свойствами поглощающей среды. Это позволяет проводить измерения указанных свойств исследуемой среды по временному профилю давления ОА сигнала. Подбирая соответствующим образом характеристики лазерного излучения и поглощающей среды, можно получить интенсивные широкополосные ультразвуковые импульсы малой длительности, применение которых позволяет эффективно решать задачи акустической спектроскопии и ультразвукового неразрушающего контроля материалов.

В качестве примера рассмотрения возможностей применения ОА эффекта для определения акустических характеристик твердого тела на рис.3 показаны осциллограммы оптоакустических импульсов, прошедших в образце стекла толщиной $l = 2,9 \text{ мм}$. Из рис. 3 видно, что по временному интервалу между соседними эхо-импульсами с большой точностью можно

определить скорость распространения ультразвука в образце c_0 , а по отношению амплитуд многократно отраженных импульсов определить коэффициент затухания α [8].

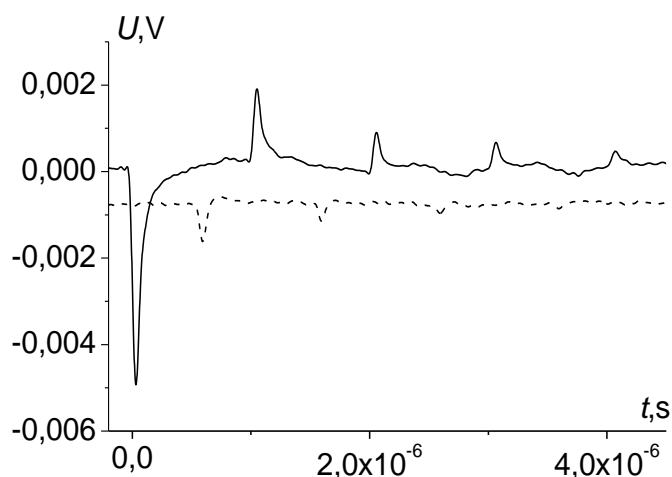


Рис.3 Акустический отклик, регистрируемый пьезокварцем X среза (продольные волны) в образце стекла толщиной 2,9 мм.

2.4 Подготовка образцов к измерениям акустических характеристик при термоупругом механизме взаимодействия

Анализ соотношений (10) и (16) показывает, что условия наблюдения оптоакустического эффекта и регистрации акустических колебаний можно изменять путем нанесения на поверхность образца поглощающих покрытий, изменяя тем самым меняя эффективное значение коэффициента поглощения света μ_0 , и путем подбора толщины образца и импедансных покрытий, меняя при этом величину N . Такая работа по подготовке образцов никеля и железоиттриевого граната (ЖИГ на подложке галлий гадолиниевого граната – ГГГ) к возбуждению и регистрации в них ультразвуковых колебаний продольной и сдвиговой поляризации была проведена заранее, и студентам для выполнения лабораторной работы предоставляются образцы с следующими характеристиками (см. Таблицу).

Таблица

Образец	Поглощающее покрытие	Прием продольных колебаний	Прием сдвиговых колебаний	Импедансная граница
1. Никель толщина 4 мм, размер в плоскости 9х9 мм	нет	ниобат лития , срез $Y + 36^0$		стекло
2. Никель толщина 4 мм, размер в плоскости 9х9 мм	нет		ниобат лития, срез $Y + 163^0$	стекло
3. ЖИГ толщина 100 мкм, на подложке ГГГ, размер в плоскости 9х9 мм	есть	ниобат лития , срез $Y + 36^0$		нет
4. ЖИГ толщина 100 мкм, на подложке ГГГ, размер в плоскости 9х9 мм	есть		ниобат лития, срез $Y + 163^0$	нет

3. Возможности практического применения ОА эффекта в научных исследованиях и в промышленности

Производители аэрокосмических деталей все больше применяют в производстве различные композитные материалы, в основном углепластики. При этом в новых проектах по авиастроению в конструкции самолета используется до 70% углепластиков. Применение таких материалов ставит новые требования перед неразрушающим контролем: сложные геометрические формы, интегрированные элементы, большие размеры

деталей, труднодоступные для пьезоэлектрического преобразователя области. Таким образом, все более востребованным становится ультразвуковой метод контроля, который не требует контакта между деталью и преобразователем, а также не нуждается в контактной жидкости и специальной фокусировке пучка. Этот метод, разработанный для акустического контроля крупно габаритных деталей и узлов, использует один лазер для генерации импульсов и второй, связанный с интерферометром Фабри-Перо, для обнаружения колебаний. Главным преимуществом такого метода является возбуждение ультразвуковых колебаний перпендикулярно к поверхности, независимо от угла, под которым направлен лазерный луч, и отсутствие акустической склейки, что позволяет проводить измерения на значительных расстояниях между излучателем, приемником и образцом. Метод также позволяет исследовать топологию распределения напряжений и дефектов в исследуемой детали путем сканирования лазерного луча по ее поверхности.

Малая длительность регистрируемых импульсов продольных и сдвиговых волн ~ 20 нс обеспечивает достаточно высокую относительную точность измерения фазовых скоростей $\delta(c_l) \cong 0.5\%, \delta(c_s) \cong 1.5 - 2\%$. Понижение точности измерений скорости сдвиговых ультразвуковых волн по сравнению с продольными волнами связано с необходимостью применения твердой акустической склейки при регистрации сдвиговых колебаний. При этом характеристики такой склейки (однородность толщины склейки в плоскости контакта образца и пьезоэлектрического преобразователя) могут быть нестабильными и вносить дополнительную погрешность в точность определения скорости сдвиговых колебаний.

Методы ОАС в настоящее время широко применяются при исследовании свойств наноматериалов, тонких пленок в связи с повышенной разрешающей способностью методов ОАС по сравнению с ранее применяемыми ультразвуковыми методиками. При исследовании образцов с высокой акустической добротностью (с малым коэффициентом затухания α

ультразвуковых колебаний) метод ОАЭ позволяет проводить измерения α с применением методики наложенной экспоненты [8].

4. Экспериментальная установка для выполнения лабораторной работы

Блок-схема – экспериментальной установки показана на рис.4.

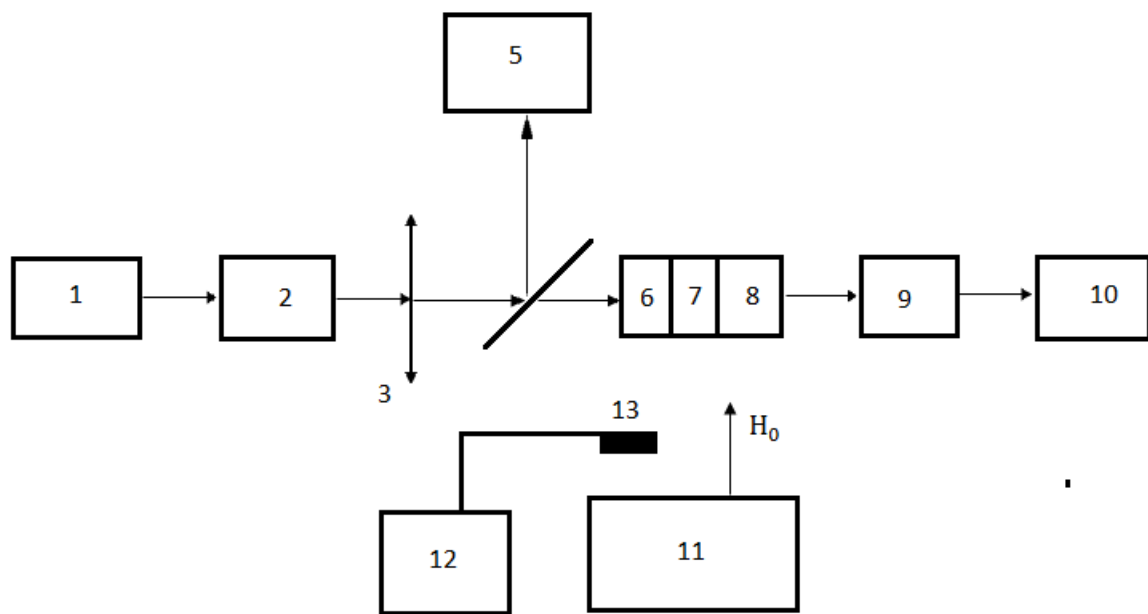


Рис.4 Блок-схема установки для наблюдения опто-акустического эффекта в магнитных материалах

1 – импульсный лазер WEDGE XB 1064, 2 – удвоитель частоты лазерного излучения на кристалле КТР, 3 – длиннофокусная линза, 4 – разделитель светового пучка, 5 – измеритель интенсивности и длительности светового импульса, 6,7 – образец, 8 – пьезоэлектрический преобразователь для приема продольных и сдвиговых ультразвуковых колебаний, 9 – широкополосный приемник, 10 – компьютер для регистрации анализа и измерения характеристик ультразвуковых колебаний, возбужденных в образце, 11 – источник постоянного магнитного поля, 12 – измеритель индукции магнитного поля, 13 – Холловский датчик индукции магнитного поля.

Энергия лазерного луча $\sim 10^{-3}$ Дж, длительность импульса 1,7 нс, частота повторения 1 - 10 Гц, радиус пятна 3 мм. Таким образом, интенсивность облучения образца была порядка 8 МВт/см². Длина световой волны, генерируемой лазером, составляла 1,066 микрон (инфракрасное невидимое невооруженным глазом излучение). После прохождения удвоителя частоты на кристалле КТР она менялась и равнялась 533 нм (зеленый свет). Исследования ОАЭ проводились с применением лазерного луча зеленого света.

5. Правила техники безопасности

Вследствие значительной интенсивности оптического излучения в инфракрасном и видимом диапазоне необходимо при выполнении лабораторной работы строго соблюдать правила безопасности. Перед началом измерений студент обязан ознакомиться с техническим описанием лазера, порядком его включения и выключения. Измерения по изучению опто-акустического эффекта с работающим лазером проводить в защитных очках в присутствии преподавателя.

6. Цель работы

Изучение полевой и частотной зависимости скорости и затухания продольных и сдвиговых ультразвуковых волн, возбужденных импульсом лазера в плоскопараллельных образцах никеля и железо-иттриевого граната, и зарегистрированных пьезоэлектрическими преобразователями.

7. Порядок выполнения работы

Работа выполняется за два занятия по 4 часа каждое. На первом занятии проводится проверка знаний студентов по основам теории формирования и

регистрации акустических сигналов при лазерном возбуждении. Далее студенты практически знакомятся с устройством и работой различных блоков экспериментальной установки. Вместе с руководителем закрепляют образец на кронштейне и устанавливают его в зазоре электромагнита. Проводят подключение высокочастотного кабеля от пьезопреобразователя с широкополосным усилителем, включают лазер и устанавливают указанный преподавателем уровень генерации по измерителю интенсивности излучения. Проводят юстировку оптической системы, добиваются сфокусированного пучка света (зеленого цвета) диаметром 3 мм на поверхности образца.

Далее проводится подключение системы регистрации ультразвуковых колебаний, и осуществляется пробный пуск всей установки, при этом подбирается временной интервал развертки и уровень усиления регистрируемого сигнала. После осуществления всех настроек и получения достаточного отношения сигнал/шум не менее 10, приступают к измерениям зависимости акустического сигнала от величины индукции магнитного поля. Результаты измерений для продольных и сдвиговых колебаний в двух образцах поликристаллического никеля с укрепленными пьезоэлектрическими преобразователями для регистрации ультразвуковых колебаний соответствующей поляризации при изменениях индукции магнитного поля от 0 до 200 мТл с шагом 10 мТл сохраняют в памяти компьютера.

На следующем занятии подобные измерения проводят на двух образцах монокристаллической пластины ЖИГ на подложке ГГГ. Во второй половине этого занятия проводят компьютерную обработку результатов измерений, и подготавливают отчет.

8. Требования к отчету

Отчет должен содержать

- краткое изложение цели работы;

- описание экспериментальной установки и условий проведения эксперимента;
- характеристики образцов (по литературным данным);
- распечатанные файлы цугов акустических импульсов в образцах никеля и ЖИГ при различных значениях индукции магнитного поля;
- Фурье преобразование (время – частота) полученных акустических импульсов для различных значений индукции магнитного поля;
- графики полевой зависимости (при изменении индукции магнитного поля от 0 до 200 мТл) величины c – скорости и величины α – коэффициента затухания ультразвука для различных частот ультразвуковых колебаний (в пределах измеренного спектра);
- анализ полученных результатов.

9. Литература

1. Bell A.G. Upon the production of sound by radiant energy. // *Phil. Mag.*, V.11(68), P. 510-568, 1881.
2. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.:Наука.1991. 304с
3. Воробьев Б.Ф., Недбай А.И., Филиппов Н.М. Судьенков Ю.В. // Письма в ЖТФ, 1983. т.9. № 7. С.395-399.
4. Судьенков Ю.В. Диссерт. “Исследование термомеханических и ударно-волновых процессов в твердых телах при наносекундных длительностях возмущений”, д. ф.-м. наук, СПб, 2015.
5. Свентицкая В.Е., Судьенков Ю.А. // Вестник Санкт-Петербургского Университета, механика, астрономия .Т63. №1. С.131; 2018
6. Kats V.N., Linnik T.L., Salasyuk A.S., and al. // *Phys. Rev B*. V. 93. 2016. Art. no 214422.
7. Гуревич С.Ю., Петров Ю.В. // ЖТФ.2016. Т.86.№3. С.114
8. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. Москва, 1972. 307 с.