

На правах рукописи

УДК 534.8, 621.3.082.4

Меликхуджа Навруз

**ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛИНЕЙНОГО И НЕЛИНЕЙНОГО
ФОТОАКУСТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ОДНО- И ДВУХСЛОЙНЫХ
ОБРАЗЦОВ С ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПОДЛОЖКОЙ**

Специальность: 1.3.8-физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Душанбе-2022

Работа выполнена в отделе физики конденсированных сред им. профессора Б.Н.Нарзуллаева НИИ Таджикского национального университета

Научный руководитель: **Салихов Тагаймурод Хаитович**- член-корр. НАНТ, доктор физ.-мат. наук, профессор, ГНС НИИ Таджикского национального университета.

Официальные оппоненты: **Ивлиев Андрей Дмитриевич** - доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры математических и естественнонаучных дисциплин Российского государственного профессионально-педагогического университета (г. Екатеринбург).
Кабилев Маруф Махмудович-кандидат физ.-мат. наук, доцент, заведующий кафедрой информатики и информационных технологий Российско-Таджикского (Славянского) университета.

Ведущая организация: Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева Министерства образования и науки Республики Казахстан

Защита состоится **12 июля 2022 г. в 10:00 часов** на заседании диссертационного совета 99.0.057.02 по защите докторских и кандидатских диссертаций при Таджикском национальном университете по адресу: 734025, Республика Таджикистан, г. Душанбе, проспект Рудаки, 17, факс (992-372) 21-77-11. Зал заседаний Ученого совета ТНУ.

Отзывы направлять по адресу: 734025, Республика Таджикистан, г. Душанбе, проспект Рудаки, 17, ТНУ, диссертационный совет 99.0.057.02, E-mail: tgnu@mail.ru.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке и на сайте Таджикского национального университета <http://www.tnu.tj> (734025, г. Душанбе, проспект Рудаки, 17)

Автореферат разослан «_____» _____ 2022 г.

Ученый секретарь объединённого
диссертационного совета 99.0.057.02,
кандидат физ.-мат. наук, СНС

Табаров С.Х.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Явление генерации звуковых волн посредством пучка фотонов достаточно хорошо известно и берет свое начало из классической работы Александра Белла. Очевидно, что появление лазеров существенно стимулировало внимание исследователей к этому явлению. В зависимости от метода детектирования возбуждаемого акустического сигнала были разработаны различные высокочувствительные экспериментальные методы, среди которых метод газомикрофоновой фотоакустической (ФА) спектроскопии занимает особое место. Между тем, очевидно, что с ростом интенсивности падающего луча в ФА-экспериментах происходит существенный нагрев образцов, который приводит к тому, что все макроскопические параметры образцов становятся функцией температуры. Тогда, очевидно, справедливость линейных теорий ФА-отклика [1-4] остаётся под вопросом, поскольку в этих исследованиях макроскопические величины считались постоянными. Вместе с тем оказалось [5-10], что учет температурной зависимости макроскопических величин порождает генерацию нелинейных вкладов в параметры возбуждаемых акустических волн в среде по нелинейному механизму.

Достаточно часто нелинейный механизм считается вкладом от тепловой нелинейности (ТН). Систематическое исследование этого вклада в одно- и двухслойных системах (см., например, [9-17] и приведённую там библиографию) показало, что параметры нелинейного ФА-сигнала являются более насыщенными, чем у линейного и позволяют определить не только сами макроскопические параметры образцов, но и их температурные зависимости. Вместе с тем, все эти работы проводились для случаев прозрачных подложек. Таким образом, вклад поглощающей подложки на параметры линейного и нелинейного ФА-сигнала оказалось не исследованным. Этим обусловлена необходимость развитие теории линейной и нелинейной теории ФА-отклика одно- и двухслойных образцов на поглощающей подложке и является весьма актуальной задачей.

Степень изученности проблемы, теоретическая и методологическая основы исследования. К настоящему времени достаточно хорошо развита как линейная, так и нелинейная теории существующих механизмов генерации ФА-сигнала конденсированными средами для случая одно- или двухслойного твердотельного образца на прозрачной подложке. Тем самым, оказался не исследованным линейный механизм возбуждения ФА-сигнала этими образцами с учетом поглощения подложки. Тогда, очевидно, и нели-

нейный ФА-отклик этих систем на поглощающей подложке оказался теоретически не исследованным.

Целью работы является развитие теории генерации линейного и нелинейного ФА-сигналов для одно- и двухслойных образцов на поглощающей подложке при газо-микрофонной регистрации возбуждаемого сигнала, что включает в себя следующие задачи:

- развитие линейной теории генерации ФА-сигнала для случая, когда одно- или двухслойные образцы находятся на поглощающей подложке;

- исследование особенностей формирования установившегося поля температуры в ФА-камере с одно- или двухслойными образцами на поглощающей подложке с учетом ТН теплофизических и оптических величин;

- создание теории генерации основной и второй гармоник нелинейного ФА-сигнала для одно- и двухслойных систем на поглощающей подложке.

Научная новизна работы состоит в том, что для одно- и двухслойных образцов на поглощающей подложки впервые:

- предложена** линейная теория генерации ФА-сигнала одно- и двухслойных образцов на поглощающей подложки;

- исследовано** влияние тепловой нелинейности теплофизических величин одно- и двухслойных образцов и поглощающей подложки, а также температурные зависимости оптических параметров самой подложки на формирование температурного поля в ФА-камере;

- разработана** теория генерации нелинейного ФА-сигнала, обусловленного ТН теплофизических величин газового слоя, образца и поглощающей подложки, а также оптических параметров последней.

Практическая значимость исследования заключается в том, что выражения для температурного поля в ФА-камере дают возможность определения пространственного распределения температуры в одно- и двухслойных системах в ФА-камере с поглощающей подложкой. Полученные простые выражения для амплитуды и фазы основной и второй гармоник нелинейного ФА-сигнала могут быть использованы для независимого определения температурной зависимости теплофизических величин одно- и двухслойных прозрачных образцов на поглощающей подложке, а также температурную зависимость оптических параметров самой подложки.

Положения, вносимые на защиту:

- аналитические выражения** для описания особенностей формирования температурного поля и генерации линейного ФА-сигнала одно- и двухслойных образцов на поглощающей подложке;

-выражения для описания особенностей формирования температурного поля в ФА-камере с одно- и двухслойными образцами, учитывающие вклады от тепловой нелинейности не только теплофизических, но и оптических параметров образца и поглощающей подложки;

-выражения для амплитуды и фазы основной гармоники нелинейного ФА-отклика одно- и двухслойных образцов, обусловленного ТН теплофизических и оптических величин образца, газового слоя и подложки;

-выражения для описания особенностей генерации второй гармоники нелинейного ФА-сигнала одно- и двухслойными прозрачными образцами, учитывающие тепловую нелинейность теплофизических и оптических параметров всех слоев в ФА-камере.

Достоверность полученных результатов обеспечивается корректностью исходных линейных и нелинейных уравнений теплопроводности для одно- и двухслойных образцов, газового слоя и поглощающей подложки, а так же набором начальных и граничных условий к ним, корректностью использованных методов решений.

Основные результаты были представлены и доложены на: республиканской научно-теоретической конференции профессорско-преподавательского состава и сотрудников ТНУ, посвященной международному десятилетию действия «Вода для устойчивого развития, 2018-2028 г», «Году развития туризма и народных ремесел», «140-ой годовщине со дня рождения Героя Таджикистана С. Айни» и «70-ой годовщине со дня создания Таджикского национального университета» (Душанбе, 2018); международной конференции «Актуальные проблемы современной физики», посвященной 80-летию профессора Б.Н. Нарзиева (Душанбе, 2018); V международной конференции «Современные проблемы физики», посвященной 110-летию академика С.У. Умарова и 90-летию академика А.А. Адхамова (Душанбе, 2018); международной научно-практической конференции «Образование и наука в XXI веке, современные тенденции и перспективы», посвященной 70-ой годовщине со дня образования Таджикского национального университета» (Душанбе, 2018); IV международной конференции: «Вопросы физической и координационной химии», посвященной памяти докторов химических наук, профессоров Якубова Х.М. и Юсуфова З.Н. (Душанбе, 2019); республиканской научно-теоретической конференции профессорско-преподавательского состава и сотрудников ТНУ, посвященной «Годам развития села, туризма и народных ремесел (2019-2021 гг.)» и 2400-летию Миробида Сайидо Насафи (Душанбе, 2019); республиканской науч.-теорет. конференции профессорского-преподавательского состава и сотрудников ТНУ, по-

священной 5500-летию древнего Саразма, 700-летию выдающего таджикского поэта Камоли Худжанди и «Двадцатилетию развития естественных, точных и математических наук» (Душанбе, 2020); VII международной конференции «Современные проблемы физики» (ФТИ им С.У.Умарова НАНТ) (Душанбе, 2020); международной научно-практической конференции «Современные проблемы химии, применение и их перспективы», посвященной 60-летию кафедры органической химической и памяти д.х.н., профессора Холикова Ш.Х. (Душанбе, 2021); симпозиуме физиков Таджикистана, посвященном 85-летию академика Р.Марупова (Душанбе, 2021).

Работа выполнена в соответствии с научными проектами «Линейная и нелинейная лазерная оптоакустическая спектроскопия конденсированных сред» (РКД 01011ТД063, 2011-2015) и «Тепловая нелинейность в радиационной акустике» (РКД. 0116Т700568, 2016-2020), проводимых в Научно-исследовательском институте Таджикского национального университета.

Личный вклад соискателя заключается в его непосредственном участии в поиске теоретического и экспериментального материала, формулировке математических моделей сформулированных задач и получении их решений; все численные расчеты выполнены лично соискателем.

Публикации. Результаты научных работ опубликованы в 9 статьях и 11 тезисах докладов на международных и республиканских конференциях, в том числе 9 в рецензируемых журналах из Перечня ВАК РФ.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Содержание работы изложено на 107 страницах, включая 11 рисунков и список литературы из 139 наименований.

Ключевые слова: фотоакустика, тепловая нелинейность, вторая гармоника, одно- и двухслойные образцы, перенос тепла, поглощающая подложка.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цель и основные задачи работы, показана научная новизна и перечислены основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава является обзорной и состоит из четырех разделов. В разделе 1.1 вкратце описана линейная теория ФА-эффекта для случая микрофонной регистрации сигнала, известная как теория Розенвайга-Гершо (РГ) [1]. Здесь же приведено обобщение теории РГ для случая прозрачного

образца на поглощающей подложке [4]. В разделе 1.2 изложены результаты экспериментальных и теоретических работ по особенностям нелинейного ФА-отклика в однослойных оптически однородных системах, обусловленного температурной зависимостью теплофизических параметров всех слоев в ФА- камере. Здесь же выполнен анализ сравнительно недавно опубликованных работ [18,19] по созданию ФА-микроскопа на второй гармонике нелинейного ФА-сигнала, разрешающая способность которого существенно выше аналогичного микроскопа на основной гармонике. Особенности генерации нелинейных ФА- сигналов для оптически неоднородных одно- и двух-слойных систем изложены в разделах 1.3 и 1.4 соответственно.

Вторая глава посвящена теоретическому исследованию особенностей возбуждения линейного и нелинейного ФА- сигналов для однослойных систем на поглощающей подложке. В разделе 2.1 изложены результаты обобщения линейной теории Барроса и Фария [4] для случая поглощающей подложки с учетом поглощения однослойного образца. Для комплексной амплитуды колебания температуры в газовом слое, посредством которого детектируется ФА-сигнал микрофоном, получено выражение

$$\Theta = \frac{I_0}{\Delta} \left[\frac{\beta_s \Delta_1}{2\kappa_s (\beta_s^2 - \sigma_s^2)} + \frac{b\beta_b A_b (1 - R_s)(r_b - 1)E}{\kappa_b (\beta_b^2 - \sigma_b^2)} \right], \quad (1)$$

где $\Delta = (b+1)(r_s - 1)\exp(\sigma_s l) - (b-1)(r_s + 1)\exp(-\sigma_s l)$, $b = k_b \sigma_b / k_s \sigma_s$, $r_i = \beta_i / \sigma_i$, $E = \exp(-\beta_s l)$, $\Delta_1 = (b+1)(r_s - 1)\exp(\sigma_s l) - (b-1)(r_s + 1)\exp(-\sigma_s l) + 2(b - r_s)E$, $\sigma_i = (1+i)a_i$, $a_i = 1/\mu_i$, $\mu_i = (2\chi_i / \omega)^{1/2}$ - длина тепловой диффузии; $C_{pi}, \kappa_{pi}, \chi_i = \kappa_i / C_p$, A_i, R_i - теплоемкость единицы объема, коэффициент теплопроводности, температуропроводность, поглощательная способность и коэффициент отражения соответствующих слоев соответственно. Выражение (1) показывает, что для рассматриваемого случая величина Θ состоит из двух частей, обусловленных поглощением падающего луча образцом и подложкой соответственно и, если положить $\beta_b = 0$, тогда будем иметь результат теории [1], а при $\beta_s = 0$ [4]. Это означает, что и акустическое колебание давления в буферном газе содержит два составляющих $\delta p = \delta p_1 + \delta p_2$, где

$$\delta p_1(\omega) = \frac{\mathcal{P}_0 2\pi\mu_g}{T_0 l_g} \overline{\Phi}_{g(1)}(\omega), \quad \delta p_2(\omega) = \frac{\mathcal{P}_0 2\pi\mu_g}{T_0 l_g} \overline{\Phi}_{g(2)}(\omega).$$

В дальнейшем выполнен анализ этих выражений и получены простые выражения для амплитуды ФА-сигнала для случаев, имеющих место в эксперименте.

Формулировке математической модели задачи нелинейного ФА-отклика однослойного образца на поглощающей подложке посвящен раздел

2.2. Для этого температурная зависимость теплоемкости единицы объема $C_{pi}(T)$, коэффициент теплопроводности $\kappa_i(T)$ и поглощательная способность $A = A(T)$ всех слоев представлены в виде $C_{pi} = C_{pi}^{(0)}(1 + \delta_i T')$, $\kappa_i = \kappa_i^{(0)}(1 + \delta_{2i} T')$, $A = A^{(0)}(1 + \delta_3 T')$, $\beta(T) = \beta^{(0)}(1 + \delta_4 T'_s)$, где $C_{pi}^{(0)} = C_{pi}(T_0)$, $\kappa_i^{(0)} = \kappa(T_0)$, $A^{(0)} = A(T_0)$ - начальные значения, а $\delta_i = (1/C_{pi}^{(0)})(\partial C_{pi} / \partial T)$, $\delta_{1i} = (1/c_{pi}^{(0)})(\partial c_{pi}^{(0)} / \partial T)$, $\delta_{2i} = (1/\kappa_i^{(0)})(\partial \kappa_i / \partial T)$, $\delta_3 = (1/A^{(0)})(\partial A / \partial T)$, $\delta_4 = (1/\beta^{(0)})(\partial \beta / \partial T)$ - термические коэффициенты (ТК) этих параметров, $\delta_i = \delta_{1i} - \alpha_{Ti}$, $\alpha_{Ti} = -(1/\rho_{0i})(\partial \rho_i / \partial T)_p$ - коэффициент теплового расширения, $c_{pi}^{(0)}$ - удельная теплоемкость соответствующего слоя. Возмущения температуры представлены в виде суммы локально-равновесной $T_{0i}(x)$, линейной $\Phi_{Li}(x, t)$ и нелинейной акустических частей $\Phi_{Ni}(x, t)$, т.е. в виде $T'_i(x, t) = T_{0i}(x) + \Phi_{Li}(x, t) + \Phi_{1Ni}(x, t) + \Phi_{2Ni}(x, t)$. Это позволило из системы нелинейных уравнений теплопроводности получить систему уравнений для величин $T_{0i}(x)$, $\Phi_{1Ni}(x, t)$ и $\Phi_{2Ni}(x, t)$, а также граничные условия для их решения.

Раздел 2.3 посвящён особенностям формирования стационарного ТП, где для безразмерных функций $g_i(x) = \delta_{2i} T_{0i}(x)$ для соответствующих слоев получены следующие выражения:

$$g_g(x) = [1 + \delta_{2g} \Theta_0 (2 + \delta_{2g} \Theta_0) (1 - \frac{x}{l_g})]^{1/2} - 1, \quad (2)$$

$$g_s(x) = \{1 + \delta_{2s} \Theta_0 (2 + \delta_{2s} \Theta_0) (1 + \frac{x}{l_s}) - \delta_{2s} W_0 (2 + \delta_{2s} W_0) \frac{x}{l_s} + \frac{A_s^{(0)} I_0 \delta_{2s} (1 + \delta_{3s} \Theta_0)}{\beta_s \kappa_s^{(0)}} [1 + \frac{x}{l_s} - (e^{\beta_s x} + E_0 \frac{x}{l_s})]\}^{1/2} - 1, \quad (3)$$

$$g_b(x) = \{1 + [\frac{A_b^{(0)} \delta_{2b} I_1 (1 + \delta_{3b} W_0)}{\beta_b \kappa_b^{(0)}} [1 + (1 - E_b) \frac{x + l}{l_b} - \exp(\beta_b (x + l_s))] + W_0 \delta_{2b} (2 + \delta_{2b} W_0) (1 + \frac{x + l_s}{l_b})\}^{1/2} - 1, \quad (4)$$

где $E = \exp(-\beta_s l_s)$, $E_b = \exp(-\beta_b l_b)$, $T_{0s}(0) = T_{0g}(0) = \Theta_0$, $T_{0b}(-l) = T_{0s}(-l) = W_0$.

Используя условия непрерывности потока тепла на границе газ-образец и образец-подложка, получим следующую систему нелинейных алгебраических уравнений для определения величин Θ_0 , W_0 :

$$\Theta_0^2 (\delta_{2s} + d \delta_{2g}) + \Theta_0 (2 + 2d + U \delta_{3s}) - W_0^2 \delta_{2s} - 2W_0 + U = 0 \quad (5)$$

$$\Theta_0^2 \delta_{2s} + \Theta_0 (2 + U_1 \delta_{3s}) - W_0^2 (\delta_{2s} + d_1 \delta_{2b}) - W_0 (2 + 2d_1 + U_2 \delta_{3b}) + U_3 = 0. \quad (6)$$

Здесь использованы обозначения

$$d = \frac{\kappa_g^{(0)} l_s}{\kappa_s^{(0)} l_g}, \quad d_1 = \frac{\kappa_b^{(0)} l_s}{\kappa_s^{(0)} l_b}, \quad U = \frac{A_s^{(0)} I_0}{\beta_s^{(0)} \kappa_s^{(0)}} (1 - E_0 - \beta_s^{(0)} l_s), \quad U_1 = \frac{A_s^{(0)} I_0}{\beta_s^{(0)} \kappa_s^{(0)}} [1 - E_0 (1 + \beta_s^{(0)} l_s)],$$

$$U_2 = \frac{A_b^{(0)} I_1}{\beta_b \kappa_b^{(0)}} [1 - E_b - \beta_b^{(0)} l_b], \quad U_3 = U_1 - U_2.$$

Очевидно, что нелинейная система уравнений (5)-(6) может быть решена только численно. Нами получены эти решения для случая, когда образец кварцевое стекло, а роль подложки играет нержавеющая сталь. Результаты представлены на рис.1. Теплофизические и оптические параметры имеют следующие значения: $\kappa_g^{(0)} = 0.025 \text{ Вт/мК}$, $\delta_{2g} = 2.39 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$, $\kappa_s^{(0)} = 1.36 \text{ Вт/мК}$, $A_s^{(0)} = 0.26$, $\beta_s^{(0)} = 32 \text{ см}^{-1}$, $\delta_{2s} = 0.58 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$, $\delta_{3s} = -1.2 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ [20-23], $\kappa_b^{(0)} = 14.9 \text{ Вт/мК}$, $A_b^{(0)} = 0.72$, $\beta_b^{(0)} = 16 \text{ см}^{-1}$, $\delta_{2b} = 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$, $\delta_{3b} = 0.19 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ [20-23] с толщинами $l_g = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $l_b = 10^{-3} \text{ м}$, $l_s = 10^{-3} \text{ м}$. Из рис. 1 видно, что при прозрачности образца также происходит нагрев ее облучаемой поверхности, что обусловлено переносом тепла из контактирующей поверхности образца и подложки при малости коэффициента теплопроводности подложки. В дальнейшем поглощение образца приводит к росту величин Θ_0 и W_0 и постепенному переходу зависимости этих величин от интенсивности луча от линейности к нелинейности.

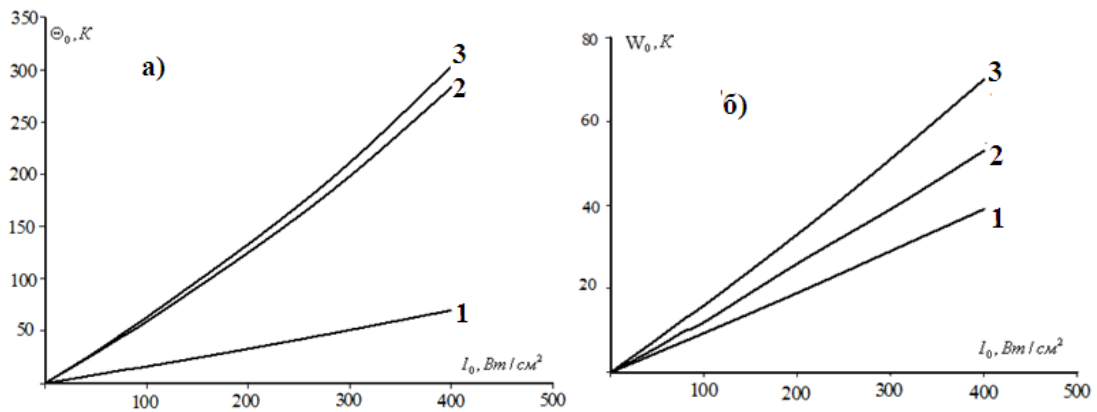


Рис. 1. Зависимость величин Θ_0 (а) и W_0 (б) от интенсивности падающего луча для системы кварцевое стекло -нержавеющая сталь при $\beta_s^{(0)} = 0$, $\beta_b^{(0)} = 16 \text{ см}^{-1}$ (кривая 1), $\beta_s^{(0)} = 32 \text{ см}^{-1}$, $\beta_b^{(0)} = 0$ (кривая 2) и $\beta_s^{(0)} = 32 \text{ см}^{-1}$, $\beta_b^{(0)} = 16 \text{ см}^{-1}$ (кривая 3).

Исследованию особенностей генерации ОГ нелинейного ФА-сигнала однослойной системой на поглощающей подложке посвящен раздел 2.4, где получено общее выражения для $\delta p_{1N}(\omega)$ акустического сигнала, детектируемого в буферном газе. Более детально рассмотрен случай, когда образец яв-

ляется прозрачным, т.е. $\beta_s = 0$ и $\delta p_{LS} = 0$. Тогда источником генерации тепловых колебаний становится лишь поверхность подложки, контактирующей с образцом и, очевидно, генерация ФА-сигнала, включая и нелинейную составляющую, возможна лишь для термически тонких образцов, для которых $l_s \ll \mu_s$.

Между тем, очевидно, что поглощающая подложка будет характеризоваться двумя характерными длинами $\mu_{\beta b} = \beta_b^{-1}$ -длиной пробега фотона и μ_b - длиной тепловой диффузии, соответственно. Тогда, в зависимости от соотношения между этими величинами, в эксперименте могут реализоваться два существенно различных случая. Подробно рассмотрены эти случаи.

1. Если длина пробега фотона гораздо больше длины тепловой диффузии, тогда $|r_b| \ll 1$ и справедливо равенство

$$\delta p_{1N}(\omega) = \frac{\sqrt{2Y}\beta_b A_b (1 - R_s^{(0)}) (\kappa_g^{(0)})^{1/2}}{\kappa_b^{(0)} C_{pb} \omega^{3/2}} [\Theta_0 K_{1(1)N} + W_0 K_{1(2)N}] e^{-i\frac{3\pi}{4}}, \quad (7)$$

где $K_{1(1)N} = 0.5(\delta_s - 3\delta_{2s})$ и $K_{1(2)N} = \delta_{2s} + \delta_b - 2\delta_{2b} + \delta_{3b}$ - нелинейные коэффициенты. Из (7) следует, что в этом случае спад амплитуды нелинейного ФА-сигнала с ростом частоты происходит по закону $\propto \omega^{-3/2}$.

2. В обратном случае, т.е. при $|r_b| \gg 1$, имеет место равенство

$$\delta p_{1N}(\omega) = \frac{\sqrt{2Y}A_b^{(0)} (1 - R_s^{(0)}) (\chi_b^{(0)} \chi_g^{(0)})^{1/2}}{\kappa_b^{(0)} \omega} [\Theta_0 K_{2(1)N} + W_0 K_{2(2)N}] e^{-i\frac{\pi}{2}}. \quad (8)$$

Здесь величины $K_{2(1)N} = 0.5(\delta_s - 3\delta_{2s})$ и $K_{2(2)N} = \delta_{2s} - \delta_b - \delta_{2b} + 2\delta_{3b}$ также являются нелинейными коэффициентами. Нетрудно заметить, что в этом случае уменьшение амплитуды нелинейного ФА-сигнала с ростом частоты подчиняется закону $\propto \omega^{-1}$.

Исследованию вклада поглощения подложки на формирование второй гармоники нелинейного фотоакустического отклика посвящен раздел 2.5 работы. Здесь получено общее выражение для колебания температуры на удвоенной частоте, посредством которого и найдено необходимое выражение для ВГ колебания давления $\delta p_2(\omega)$ в буферном газе. Ниже представлены простые выражения для следующих двух наиболее интересных случаев:

1. Пусть $\mu_{\beta b}$ - длина пробега фотона гораздо меньше μ_b - длины тепловой диффузии, тогда $|r_b| \gg 1$ и справедливо выражение

$$\delta p_{2N}(2\omega) = \frac{\eta_0 (A_b^{(0)})^2 I_1^2 \mu_{2g} \mu_b^2 e^{-i\frac{3\pi}{4}}}{16\sqrt{2}\Gamma_0 l_g (\kappa_b^{(0)})^2} K_{2(1)}, \quad (9)$$

из которой следует, что в этом случае спад амплитуды нелинейного ФА-сигнала с ростом частоты происходит по закону $\propto \omega^{-3/2}$ и не зависит от величины β_b .

2. В обратном случае, то есть когда $|r_b| \ll 1$ имеет место равенство

$$\delta p_{2N}(2\omega) = \frac{\eta_0 (A_b^{(0)})^2 I_1^2 \beta_b^2 \mu_{2g} \mu_b^4 e^{i\frac{3\pi}{4}}}{32\sqrt{2}\Gamma_0 l_g (\kappa_b^{(0)})^2} K_{2(1)}. \quad (10)$$

Нетрудно заметить, что в этом случае уменьшение амплитуды нелинейного ФА-сигнала с ростом частоты подчиняется закону $\propto \omega^{-5/2}$, а её увеличение с ростом оптического коэффициента поглощения закону $\propto \beta_b^2$.

Третья глава диссертации посвящена исследованию вклада поглощения подложки на формирование линейного и нелинейного фотоакустических откликов двухслойных образцов. В разделе 3.1 предложена теория генерации линейного фотоакустического сигнала двухслойными твердотельными образцами на поглощающей подложке (см. рис.2).

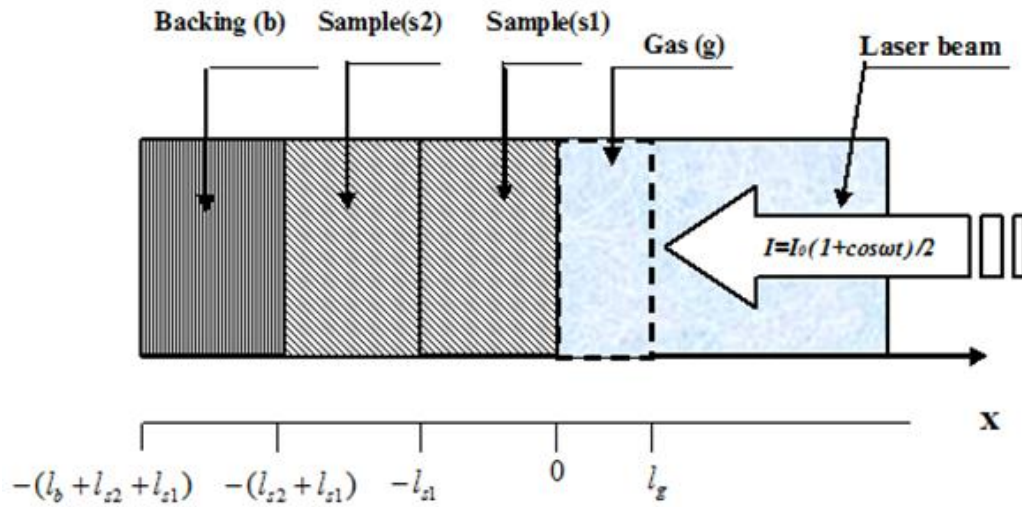


Рис 2. Геометрия задачи для двухслойных образцов в ФА – ячейке: газовый слой (g)- первый (s1) и вторые (s2) слои образца – поглощающая подложка (b).

Исходя из системы линейных уравнений теплопроводности для всех слоев получено общее выражение для колебания температуры в газовом слое, а затем по известной схеме и колебание давления в этом слое. Оказалось, что эта величина состоит из трех частей $\delta p = \delta p_1 + \delta p_2 + \delta p_3$, где

$$\delta p_1(\omega) = \frac{\gamma p_0 2\pi\mu_g}{T_0 l_g} \overline{\Phi}_{g(1)}(\omega), \quad \delta p_2(\omega) = \frac{\gamma p_0 2\pi\mu_g}{T_0 l_g} \overline{\Phi}_{g(2)}(\omega), \quad \delta p_3(\omega) = \frac{\gamma p_0 2\pi\mu_g}{T_0 l_g} \overline{\Phi}_{g(3)}(\omega)$$

Очевидно, что только для случая слабого поглощения обоих слоев, т.е. при $\beta_i l_i \ll 1$, определенная часть падающего луча проходит через подложку, поглощение которой генерирует колебания температуры в ней, которые затем по диффузионному закону передаются через оба слоя образца в буферный газ. В дальнейшем подробно изучим этот случай, поскольку именно он представляется интересным для рассматриваемой задачи.

Для случая, когда оба слоя образца являются термически тонкими, для величины ФА-сигнала, генерируемого поглощением обоих слоев образца, получено выражение

$$\delta p_{1,2}(t) = \frac{Y(1-i)(\eta_1 \beta_1 l_1 + \eta_2 \beta_2 l_2)}{2a_g} \left(\frac{\mu_b}{\kappa_b}\right) \exp[i(\omega t - \pi/4)] \quad (11)$$

Очевидно, что в зависимости от соотношения между длинами пробега фотона $\mu_{\beta b}$ и тепловой диффузии μ_b могут реализоваться различные два случая. Подробно рассмотрим эти случаи.

1) При условии $\mu_{\beta b} \gg \mu_b$ справедливо выражение

$$\delta p_{3(1)}(t) = \frac{Y \eta_3 (1-i)}{4a_g} \left(\frac{\mu_b}{\kappa_b}\right) \exp[i(\omega t - \pi/4)] \quad (12)$$

Сравнение последних двух выражений показывает, что в этом случае амплитуда ФА-сигнала, возбуждаемого подложкой является доминирующей, поскольку $\beta_i l_i \ll 1$. Нетрудно также заметить, что в этом случае частотная зависимость суммарной амплитуды генерируемого звука имеет вид $\propto \omega^{-1}$.

2) Пусть $\beta_b \ll \mu_b$, тогда справедливо выражение

$$\delta p_{3(2)}(t) = -\frac{iY \eta_3 \beta_b \mu_b}{4a_g} \left(\frac{\mu_b}{\kappa_b}\right) \exp[i(\omega t - \pi/4)]. \quad (13)$$

Существенное отличие этого вклада от выражения (12) состоит в сравнительно быстром ($\propto \omega^{-3/2}$) спаде амплитуды этой составляющей ФА-сигнала с ростом частоты и сдвиг её фазы на величину $\pi/4$ по сравнению с $\delta p_1(t)$. Из сравнения выражений (13) и (12) также следует, что в этом случае возбуждаемый ФА-сигнал формируется в конкуренции между степенью прозрачности обоих слоев образца ($l_i \beta_i \ll 1$) и величиной оптической толщины подложки $\mu_b \beta_b$.

В разделе 3.2 предложена математическая модель исследования вклада поглощения подложки на формирование нелинейного фотоакустического отклика двухслойных образцов. Здесь же получены система уравнений для стационарного температурного поля и нелинейных составляющих акустическо-

го колебания температуры на ОГ и ВГ и необходимые граничные условия для их решения.

В разделе 3.3 представлены результаты исследования особенностей формирования стационарного температурного поля, где для безразмерной функции $g_i(x) = \delta_2 T_{0i}(x)$ получены следующие выражения:

$$g_g(x) = [1 + \delta_{2g} \Theta_0 (2 + \delta_{2g} \Theta_0) (1 - \frac{x}{l_g})]^{\frac{1}{2}} - 1, \quad (14)$$

$$g_{S(1)}(x) = \{1 + \delta_{2S(1)} [(2\Theta_0 + \delta_{2S(1)} \Theta_0^2) (\frac{x}{l_1} + 1) - \frac{x}{l_1} (2W_{01} + \delta_{2S(1)} W_{01}^2) + 2F_1 (1 + \frac{x}{l_1} - (e^{\beta_1 x} + \frac{x}{l_1} E_{01}))]\}^{\frac{1}{2}} - 1, \quad (15)$$

$$g_{S(2)}(x) = \{1 - 2\delta_{2S(2)} [F_2 ((E_{02} - \frac{l_1 + l_2}{l_1}) \frac{l_1}{l_2} - \frac{x}{l_2} (1 - E_{02}) + e^{\beta_2(x+l_1)}) - \frac{1}{l_2} [(W_{01} + 0.5\delta_{2S(2)} W_{01}^2)(x + l_1 + l_2) - (W_{02} + 0.5\delta_{2S(2)} W_{02}^2)(x + l_1)]]\}^{\frac{1}{2}} - 1, \quad (16)$$

$$g_b = \{1 + 2\delta_{2b} [F_3 ((E_{0b} - 1) (\frac{x + l_1 + l_2}{l_b} + 1) - e^{\beta_b(x+l_1+l_2)}) + (W_{02} + 0.5\delta_{2b} W_{02}^2)]\}^{\frac{1}{2}} - 1. \quad (17)$$

В этих выражениях $E_{01} = \exp(-\beta_1 l_1)$, $E_{02} = \exp(-\beta_2 l_2)$, $E_b = \exp(-\beta_b l_b)$

$$F_1 = \frac{I_0 A_{S(1)}^{(0)} (1 + \Theta_0 \delta_{3S(1)})}{2k_{S(1)}^{(0)} \beta_1}, \quad F_2 = \frac{I_0 A_{S(2)}^{(0)} (1 + W_{01} \delta_{3S(2)}) (1 - R_{S(1)})^{(0)} E_{01}}{2k_{S(2)}^{(0)} \beta_2},$$

$$F_3 = \frac{I_0 A_b^{(0)} (1 + W_{02} \delta_{3b}) (1 - R_{S(1)}) (1 - R_{S(2)})^{(0)} E_{01} E_{02}}{2k_b^{(0)} \beta_b}$$

Условия непрерывности потоков тепла на межслойных границах позволяют получить следующую систему алгебраических уравнений для определения величин Θ_0 , W_{01} и W_{02} :

$$\Theta_0^2 a_{11} + \Theta_0 a_{12} + W_{01}^2 a_{13} + W_{01} a_{14} + 2G = 0, \quad (18)$$

$$b_{11} \Theta_0^2 + \Theta_0 b_{12} + W_{01}^2 b_{13} + W_{01} b_{14} + W_{02}^2 b_{15} + W_{02} b_{16} + D = 0, \quad (19)$$

$$c_{11} W_{02}^2 + c_{12} W_{02} + c_{13} W_{01}^2 + c_{14} W_{01} + 2F_s - 2a_3 F_b = 0. \quad (20)$$

Здесь использованы обозначения

$$a_{11} = (\delta_{2S(1)} + a_1 \delta_{2g}), \quad a_{12} = 2(1 + a_1 + G \delta_{3S(1)}), \quad a_{13} = -\delta_{2S(1)}, \quad a_{14} = -2, \quad b_{11} = \delta_{2S(1)},$$

$$b_{12} = 2 + a_2 D_1 \delta_{3S(1)}, \quad b_{13} = -(\delta_{2S(1)} + 0.5a_2 \delta_{2S(2)}), \quad b_{14} = -(2 + a_2 + a_2 D_2 \delta_{3S(2)}), \quad b_{15} = 0.5a_2 \delta_{2S(2)},$$

$$b_{16} = a_2, \quad c_{13} = \delta_{2S(2)}, \quad c_{12} = -2(a_3 F_b \delta_{3b} + 1 + a_3), \quad c_{11} = -(\delta_{2S(2)} + a_3 \delta_{2b}), \quad c_{14} = 2(F_s \delta_{3s_2} + 1),$$

$$D = D_1 - D_2, \quad G = \frac{I_0 A_{S(1)}^{(0)}}{2k_{S(1)}^{(0)} \beta_1} [1 - \beta_1 l_1 - E_{01}], \quad a_1 = \frac{k_g^{(0)} l_1}{k_{S(1)}^{(0)} l_g}, \quad a_2 = \frac{k_{S(2)}^{(0)} l_1}{k_{S(1)}^{(0)} l_2}, \quad a_3 = \frac{k_b^{(0)} l_2}{k_{S(2)}^{(0)} l_b},$$

$$D_1 = \frac{I_0 A_{S(1)}^{(0)} [1 - E_{01} (\beta_1 l_1 + 1)]}{k_{S(1)}^{(0)} \beta_1}, \quad D_2 = \frac{I_0 A_{S(2)}^{(0)} a_2 (1 - R_{S(1)})^{(0)} (1 - E_{02} - \beta_2 l_2) E_{01}}{2k_{S(2)}^{(0)} \beta_2},$$

$$F_b = \frac{I_0 A_b^{(0)} (1 - R_{S(1)}) (1 - R_{S(2)})^{(0)} E_{01} E_{02}}{2k_b^{(0)} \beta_b} (1 - E_{0b} - \beta_b l_b), \quad F_s = \frac{I_0 A_{S(2)}^{(0)} (1 - R_{S(1)})^{(0)} E_{01}}{2k_{S(2)}^{(0)} \beta_2} [1 - E_{02} (\beta_2 l_2 + 1)],$$

Выражения (14)-(17) совместно с системой нелинейных алгебраических уравнений (18)-(20) представляют собой решение сформулированной задачи и описывают особенности формирования температурного поля в ФА-камере с двухслойным образцом и поглощающей подложкой. Очевидно, что для получения полной информации о температурном поле необходимо получить численное решение системы уравнений (18)-(20). Нами получено это решение для случая двухслойной системы полиметилметакрилат (ПММА)-полиэтилен низкой плотности (ПЭНП) с параметрами $\kappa_{S(2)}^{(0)} = 0.3 \text{ W/m}\cdot\text{K}$, $\delta_{2S(2)} = -1.85 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, $A_{S(1)}^{(0)} = 0.5$, $\delta_{3s} = -3.0 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ [20-23], когда оба слоя являются низкотеплопроводящими, а подложкой является двуокись циркония ($\kappa_b^{(0)} = 1.7 \text{ W/m}\cdot\text{K}$, $\delta_{2b} = 0.104 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ [20-21]). Решение было получено для модельных значений оптического коэффициента поглощения $\beta_1^{(0)} = \beta_2^{(0)} = 50 \text{ см}^{-1}$, а для подложки $\beta_b = 70 \text{ см}^{-1}$.

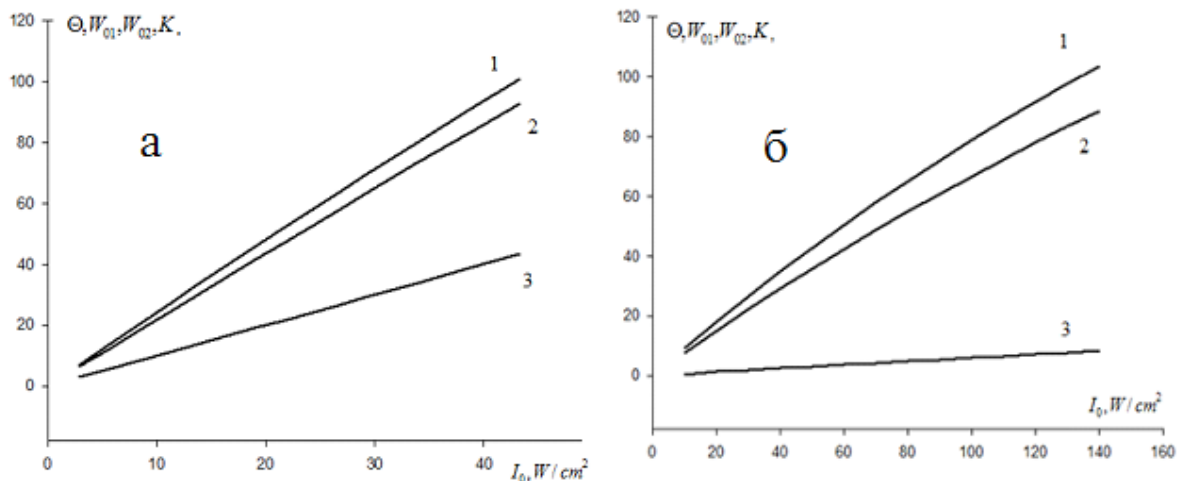


Рис. 3. Зависимости приращений опорных температур Θ_0 (кривые 1), W_{01} (кривые 2) и W_{02} (кривые 3) от интенсивности падающего луча для двухслойных систем: а- воздух-ПММА-ПЭНП-нержавеющая сталь; б- воздух-ПММА-ПЭНП-кварцевое стекло.

Результаты полученного решения представлены на рис. 3. Нетрудно заметить, что существенное отличие зависимостей величин Θ_0 , W_{01} и W_{02} от интенсивности падающего луча для двух вариантов подложек связано с большим значением коэффициента теплопроводности нержавеющей стали по сравнению с кварцевым стеклом.

Созданию теории возбуждения основной гармоники нелинейного ФА-сигнала двухслойными твердотельными образцами, находящимися на поглощающей подложке, посвящен раздел 3.4 работы. Приведем результаты для наиболее простых случаев.

1. Пусть длина пробега фотона в подложке гораздо больше длины тепловой диффузии, тогда $|r_b| \approx \frac{\mu_b}{\mu_{b\beta}} \ll 1$, при этом получим следующее выражение для ОГ нелинейного ФА-сигнала:

$$\delta p_{1N}(\omega) = \frac{\mathcal{M}_0}{2T_{00}l_g \sigma_g} \frac{\eta_b \beta_b}{\kappa_b \sigma_b^2} [\Theta_0(\delta_{2s(1)} - 2\delta_{2g}) + W_{02}(\delta_{2s(2)} - \delta_b)]. \quad (21)$$

Из (21) следует, что $\delta p_{1N}(\omega) \sim \omega^{-3/2}$ и $\sim \beta_b$.

2. В обратном случае, то есть при $|r_b| \gg 1$, имеет место равенство

$$\delta p_{1N}(\omega) = \frac{\mathcal{M}_0}{2T_{00}l_g \sigma_g} \frac{\eta_b}{\kappa_b \sigma_b} [\Theta_0 \delta_{2g} - W_{02}(\delta_{2s(2)} - \delta_b - 4\delta_{3b})]. \quad (22)$$

Из (22) следует, что для этого случая частотная зависимость амплитуды нелинейного ФА-сигнала на ОГ подчиняется закону $\delta p_{1N}(\omega) \sim \omega^{-1}$.

Раздел 3.5 посвящен созданию теории возбуждения ВГ нелинейного ФА-сигнала в оптически неоднородных двухслойных системах. Здесь получено общее выражение для колебания температуры на удвоенной частоте, посредством которого и найдено необходимое выражение для ВГ колебания давления в буферном газе, которое является достаточно сложным.

В дальнейшем также рассматривается случай термически тонких образцов и две существенно различные ситуации соотношения между $\mu_{\beta b}$ и μ_b .

1. Предположим, что $\mu_{\beta b}$ значительно больше μ_b , тогда $|r_b| \ll 1$ и имеет место выражение

$$\delta p_{2N}(2\omega) = \frac{\mathcal{M}_0 \eta_b^2 \beta_b^2 \mu_{2g} \mu_b^4 e^{i\frac{3\pi}{4}}}{32\sqrt{2}T_{00}l_g (\kappa_b^{(0)})^2} \mathbf{K}_{2(1)}, \quad (23)$$

где величина

$$K_{2(1)} = \frac{1}{16}[\delta_{2g}(8-3\sqrt{2}) - \delta_g(4-\sqrt{2})] + 3\delta_b - 4\delta_{2b} + \delta_{3b}.$$

является нелинейным коэффициентом, который определяется посредством комбинации термических коэффициентов теплофизических параметров газа и подложки, а также поглотательной способности подложки. Из (23) обнаруживается, что в этом случае уменьшение амплитуды нелинейного ФА-сигнала с ростом частоты подчиняется закону $\propto \omega^{-5/2}$, а её увеличение с ростом оптического коэффициента поглощения закону $\propto \beta_b^2$.

2. Пусть $\mu_{\beta b}$ гораздо меньше μ_b , тогда $|r_b| \gg 1$ и справедливы выражения

$$\delta p_{2N}(2\omega) = \frac{\mathcal{N}_0 \eta_b^2 \mu_{2g} \mu_b^2 e^{-i\frac{3\pi}{4}}}{32\sqrt{2}T_{00}l_g(\kappa_b^{(0)})^2} K_{2(2)}, \quad (24)$$

$$K_{2(2)} = 0,25[\delta_{2g}(8-3\sqrt{2}) + \delta_g(\sqrt{2}+1)] + \frac{4\delta_{3b}}{\sqrt{2}} - \frac{2(\delta_b + \sqrt{2}\delta_{2b})}{1+\sqrt{2}}.$$

Из (24) следует, что в этом случае амплитуда нелинейного ФА-сигнала не зависит от величины β_b , а её спад с ростом частоты происходит по закону $\propto \omega^{-3/2}$.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1. Разработана теория генерации ФА-сигнала для случая поглощающих образца и подложки. Получено общее выражение для комплексной амплитуды колебания температуры в буферном газе. Выявлено, что вклад от поглощающей подложки в генерируемый ФА-сигнал имеет место лишь для термически тонких слабо поглощающих образцов. Найдены выражения, описывающие особенности генерируемого ФА-сигнала для наиболее важных случаев.
2. На основе системы нелинейных уравнений теплопроводности для газового слоя, образца и подложки предложена математическая модель теории генерации нелинейного ФА-отклика для случая поглощающего образца на поглощающей подложке. Подробно исследованы особенности формирования температурного поля в ФА-камере.
3. Предложена теория генерации основной гармонике нелинейного ФА-сигнала для случаев, когда подложка, наряду с образцом, является поглощающей. Получено общее выражение для комплексной амплитуды колебания температуры в буферном газе. Детально исследован случай, когда образец является термически тонким и прозрачным. Получены выражения, описывающие особенности генерируемого нелинейного ФА-сигнала на частоте модуляции.

4. Разработана теория возбуждения второй гармоники нелинейного ФА-сигнала однослойным поглощающим образцом на поглощающей подложке. Получено искомое выражение для колебания температуры в буферном газе. Достаточно подробно изучен случай, когда образец является прозрачным и термически тонким. Выявлены закономерности спада амплитуды возбуждаемого нелинейного ФА-сигнала от частоты модуляции и оптического коэффициента поглощения.
5. На основе системы нелинейных уравнений теплопроводности для газового слоя, обоих слоев образца и поглощающей подложки предложена математическая модель теоретического описания нелинейного фотоакустического отклика двухслойных образцов на поглощающей подложке. Получены выражения для описания пространственного распределения температуры во всех трех слоях ФА-камеры, а также системы дифференциальных уравнений для первых двух гармоник нелинейного ФА-сигнала.
6. Предложена теория генерации основной гармоники нелинейного ФА-сигнала двухслойными твердотельными образцами, когда подложка, также как оба слоя образца, является поглощающей. Решением граничной задачи получено необходимое выражение для амплитуды основной гармоники колебания температуры в буферном газе, посредством которого и определено колебание давления в газовом слое на этой частоте. Детально рассмотрен случай, когда оба слоя образца являются прозрачными и термически тонкими. Для случаев, имеющих место в эксперименте, найдены зависимости амплитуды этой гармоники нелинейного ФА-сигнала от частоты модуляции и оптического коэффициента поглощения.
7. Предложена теория генерации второй гармоники нелинейного ФА-сигнала двухслойными твердотельными образцами, когда подложка, также как оба слоя образца, является поглощающей. Получено необходимое выражение для амплитуды второй гармоники колебания температуры в буферном газе. Детально рассмотрен случай, когда оба слоя образца являются прозрачными и термически тонкими. Найдены особенности зависимости амплитуды этой гармоники нелинейного ФА-сигнала от частоты модуляции и оптического коэффициента поглощения.

Цитируемая литература

1. Rosencwaig A., Gersho A. Theory of the photoacoustic effect with solids // J. Appl. Phys.. – 1976. – V.47. – №1. – pp.64-69.
2. McDonald F.A. Generalized theory of the photoacoustic effect/ F.A. Mc Donald, G.C. Wetsel //J. Appl. Phys. –1978. –V. 48. –№4. – pp.2313-2322.

3. Barros W.L., Faria R.M. Photoacoustic procedure for measuring thermal parameters of transparent solids // *Appl. Phys. Lett.* – 1995. – v67.-№26.-3892-3894.
4. Fujii Y., Akihiro Moritani and Junkichi Nakai Photoacoustic Spectroscopy Theory for Multi-Layered Samples and Interference Effect // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 1981. – V.20. – №2. – pp.361-367.
5. Бурмистрова Л.В., Карабутов А.А., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б. О влиянии тепловой нелинейности на термооптическую генерацию звука // *Акустический журнал.* – 1979. – Т.25. – с.616-620.
6. Дунина Т.А., Егерев С.В., Лямшев Л.М. и др. К нелинейной теории теплового механизма генерации звука лазерным излучением // *Акустический журнал.* – 1979. – Т.25. – №4. – с.622-625.
7. Лямшев Л.М. Оптическая генерация звука. Нелинейные эффекты (обзор) // *Акустический журнал.* – 1981. – Т.27. – №5. – с.641-668.
8. Дунина Т.А., Наугольных К.А. Особенности нелинейного фотоакустического эффекта в воде при температурах, близких к точке её максимальной плотности // *Письма в Журнал технической физики.* – 1983. – Т.9. – №7. – с.410-414.
9. Егерев С.В., Симановский Я.О. Оптоакустика неоднородных медицинских сред: конкуренция механизмов и перспективы применения // *Акустический журнал.* – 2022. – Т.68. – №1. – с.96-116.
10. Gao R., Xu Z., Ren Y., Song L., Liu C. Nonlinear mechanism in photoacoustic - powerful tools in photoacoustic imaging // *Photoacoustics.* – 2021. – V.22. – pp.100-243.
11. Мадвалиев У., Салихов Т.Х., Шарифов Д.М., Хан Н.А. Нелинейный фотоакустический отклик непрозрачных сред при газомикрофонной регистрации сигнала // *Журнал Прикладной Спектроскопии.* – 2006. – Т.73. – № 2. – с.170-176.
12. Мадвалиев У., Салихов Т.Х., Шарифов Д.М. Влияние тепловой нелинейности сильно поглощающих сред на параметры фотоакустического сигнала при газомикрофонной регистрации. Основная и вторая гармоники // *Журнал Технической Физики.* – 2006. – Т.76. – № 6. – 87-97с.
13. Салихов Т.Х., Шарипов Д.М., Туйчиев Х.Ш. Вклад температурной зависимости теплофизических параметров подложки на параметры второй гармоники фотоакустического сигнала непрозрачных сред // *Доклады АН Республики Таджикистан.* – 2008. – Т. 51. – № 8. – 588-593.с
14. Салихов Т.Х., Ходжаев Ю.П. Теория генерации основной гармоники нелинейного ФА-сигнала двухслойными твердотельными образцами с оптически непрозрачным первым слоем // *Доклады АН Республики Тад-*

- жикистан . – 2012. – Т.55. – № 2. – с.132-140.
15. Салихов Т.Х. , Ходжаев Ю.П., Рахмонов Р.К. Теория генерации второй гармоники нелинейного фотоакустического сигнала двухслойными непрозрачными образцами // Вестник Таджикского национального университета. – 2014. – №1/4(153). – с.174-180.
 16. Салихов Т.Х., Мадвалиев У., Шарифов Д.М., Туйчиев Х.Ш. Влияние теплофизических и свойств подложки на характеристики нелинейного фотоакустического сигнала непрозрачных сред. Журнал Прикладной Спектроскопии. – 2019. – Т.86. – № 6. – с.908-916
 17. Салихов Т.Х., Мадвалиев У., Шарифов Д.М., Туйчиев Х.Ш. К теории генерации нелинейного фотоакустического сигнала при газомикрофонной регистрации. Журнал Технической Физики. – 2021. – Т.91. Вып.11. – с.1608-1618.
 18. Zhenhui Z. Subdiffraction-limited second harmonic photoacoustic microscopy based on nonlinear thermal diffusion // Optics Letters. – 2018 – Vol. 43. – №10. – с.2336-2339.
 19. Yujiao Shi., Zhenhui. Z Nonlinear photoacoustic imaging dedicated to thermalnonlinearity characterization // Chinese Optics Letters. –V.19.–№ 7. –2021. – pp. 071702 (1-5).
 20. Григорьева И.С. Физические величины. Справ. Под. Ред. // М.: Энергоатомиздат. – 1991. – с.1232.
 21. Nag P.K. Heat transfer. Tata McGraw-Hill Publishing Company Limited // New Delhi. – 2002. – pp. 729.
 22. Петров В.А. Радиационные характеристики кварцевых стёкол // – Теплофизика высоких температур. – 1975. – Т.13. – №2. – pp.335-345.
 23. Sala A. Radiant properties of materials // Poland. Warsaw, Elsevier. – 1986. – pp. 478.

Список публикаций по теме диссертации

1. Салихов Т.Х., Меликхуджа Н., Ходжаев Ю.П. К теории генерации фотоакустического сигнала твердотельными образцами // Доклады АН Республики Таджикистан. – 2018. т.60. – №11-12. – с.410- 417.
2. Салихов Т.Х., Меликхуджа Н., Ходжаев Ю.П., Тошходжаев Х.А. Теории генерации фотоакустического сигнала двухслойными твердотельными образцами // Вестник Таджикского национального университета . Серия естественных наук. – 2018. – №1. – с.137-141.
3. Салихов Т.Х., Меликхуджа Н., Махмалатиф А. Вклад поглощения подложки на формирование нелинейного фотоакустического отклика: мате-

- математическая модель и температурное поле // Известия. НАНТ. Отд. физ.-мат., хим., геол. и техн. н. – 2018. – № 2. – с.44-51.
4. Салихов Т.Х., Меликхуджа Н., Махмалатиф А. Вклад поглощения подложки на характеристики основной гармонике нелинейного фотоакустического сигнала // Доклады АН Республики Таджикистан. – 2019. – Т.62. – № 1-2, с.62-70.
 5. Салихов Т.Х., Меликхуджа Н., Махмалатиф А., Ходжахонов И.Т.. Вклад поглощения подложки на формирование второй гармонике нелинейного фотоакустического отклика // Доклады АН Республики Таджикистан. – 2019. – Т.62. – № 11-12, с.658-665.
 6. Салихов Т.Х., Меликхуджа Н., Махмалатиф А. Генерация фотоакустического сигнала двухслойными прозрачными образцами с поглощающей подложкой // Письма в журнал технической физики.– 2019. – Т.45. – вып.9. – с.30-31.
 7. Salikhov T. Kh., Melikkhudzha N., Makhmalatif A. Generation of the photoacoustics signal by the two-layer transparent samples with an absorbing substrate // Technical Physics Letters. – 2019. – Vol. 45. – No. 5. – pp. 450-452.
 8. Салихов Т.Х., Меликхуджа Н., Махмалатиф А., Ходжаев Ю.П. Вклад поглощения подложки на формирование нелинейного фотоакустического отклика двухслойных образцов: математическая модель и температурное поле // Вестник Таджикского национального университета . Серия естественных наук. 2019, №4, с.67-73.
 9. Салихов Т.Х., Меликхуджа Н., Махмалатиф А., Ходжаев Ю.П. // Вклад поглощения подложки на формирование основной гармонике нелинейного фотоакустического отклика двухслойных образцов // Вестник Таджикского национального университета. Серия естественных наук. – 2021. – №3. – с.169-181.
 10. Салихов Т.Х., Меликхуджа Н., Махмалатиф А., Ходжаев Ю.П. Вклад поглощения подложки на формирование второй гармонике нелинейного фотоакустического отклика двухслойных образцов // Доклады АН Республики Таджикистан. – 2020. – Т.63. – №3-4. – с.206-215.
 11. Салихов Т.Х., Меликхуджа Н., Ходжахонов И.Т., Рахмонов Р.К. Теория генерации фотоакустического сигнала двухслойными прозрачными образцами. Материал V1-ой международной конференции «Современные проблемы физики» (28-31 июня 2018, посвященный 110-летию академика С.У. Умарова и 90-летию академика А.А. Адхамова). – с.186-18818.

12. Салихов Т.Х., Меликхуджа Н. Математическая модель теоретического описания нелинейного фотоакустического отклика в фотоакустической камере с поглощающей подложкой. Материалы международной научно-практической конференции «Образование и наука в XXI веке: современные тенденции и перспективы», посвященной 70-ой годовщине со дня образования Таджикского национального университета» (1-2 ноября 2018,ТНУ), – с.87-89.
13. Салихов Т.Х., Меликхуджа Н., Махмалатиф А. К теории генерации второй гармоники нелинейного фотоакустического сигнала образца на поглощающей подложке. Материалы IV-международной конференции: «Вопросы физической и координационной химии», посвященной памяти докторов химических наук, профессоров Якубова Х.М. и Юсуфова З.Н. –Душанбе.–Таджикского национального университета, 2019.– с.339-340.
- 14.Салихов Т.Х., Меликхуджа Н., Махмалатиф А., Ходжаев Ю.П. Вклад поглощения подложки на формирование второй гармоники нелинейного фотоакустического отклика двухслойных образцов. VII-ая международная конференция «Современные проблемы физики» (Физико-технический институт им. С.У. Умарова НАНТ, 9-10 октября 2020).
- 15.Салихов Т.Х., Меликхуджа Н., Махмалатиф А., Ходжаев Ю.П. К теории возбуждения основной гармоники нелинейного фотоакустического сигнала двухслойными образцами. Материалы симпозиума физиков Таджикистана, Посвященного 85-летию академика Р.Марупова, Душанбе, Дониш, 2022, с.21-25.