

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. С.У.УМАРОВА АКАДЕМИИ
НАУК РЕСПУБЛИКИ ТАДЖИКИСТАН

На правах рукописи

УДК 534.8,621.3.082.4

Алишери Махмалатиф

**НЕЛИНЕЙНЫЙ ФОТОАКУСТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ОДНО-И ДВУХ-
СЛОЙНЫХ ОПТИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ
СИСТЕМ**

Специальность: 01.04.07-физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Душанбе-2018

Работа выполнена в отделе физики конденсированных сред научно-исследовательского института Таджикского национального университета.

Научный руководитель: Салихов Тагаймурод Хаитович, член-корреспондент АН РТ, доктор физ.- мат. наук, профессор, ГНС НИИ Таджикского национального университета.

Официальные оппоненты:

Ведущая организация:

Защита состоится _____ 2019 года в _____ часов на заседании диссертационного совета 6Д. КОА-031 при Физико-техническом институте им. С.У. Умарова Академии наук Таджикистана по адресу: 734063, Республика Таджикистан, г. Душанбе, проспект Айни, 299/1, факс (992-372) 25-79-14. Зал заседаний Ученого совета ФТИ АН РТ.

Отзывы направлять по адресу: 734063, Республика Таджикистан, г. Душанбе, проспект Айни, 299/1, ФТИ АН РТ, диссертационный совет 6Д.КОА-031, E-mail: "www.phti.tj"

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ФТИ АН РТ и на сайте shuro.ift@gmail.com.

Автореферат разослан « ____ » _____ 2019 г

Ученый секретарь
диссертационного совета 6Д.КОА-031
кандидат химических наук, с.н.с.

Холов А.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. К настоящему времени создана теория нелинейного ФА-отклика для оптически однородных одно- и двухслойных систем, для которых величина оптического коэффициента поглощения в ходе выполнения эксперимента остается постоянной. Тем самым, оказался не исследованным вклад от температурной зависимости оптического коэффициента поглощения (ОКП), которая порождает оптическую неоднородность в среде при формировании нелинейного ФА – отклика и, следовательно, упущены возможности исследования температурной зависимости ОКП конденсированных сред методом ФА – спектроскопии. В этой связи детальное теоретическое исследование нелинейного ФА–отклика оптически неоднородных одно- и двухслойных систем является весьма актуальной задачей.

Целью работы является разработка теории генерации нелинейного ФА-отклика оптически неоднородных одно- и двухслойных твердотельных образцов при газомикрофонной регистрации возбуждаемого сигнала и исходит из необходимости решения следующих задач:

- 1) теоретическое исследование вклада температурной зависимости оптического коэффициента поглощения на формирование температурного поля в ФА-камере с оптически неоднородными одно- и двухслойными твердотельными образцами;
- 2) создание теории генерации основной (ОГ) и второй гармоники (ВГ) нелинейного ФА-сигнала с одновременным учетом температурной зависимости, как теплофизических параметров, так и оптического коэффициента поглощения одно- и двухслойных систем;

Научная новизна работы состоит в том, что для оптически неоднородных одно- и двухслойных систем впервые:

- 1) теоретически детально изучен вклад температурной зависимости оптического коэффициента поглощения одно- и двухслойных систем в формирование температурного поля в ФА- камере;
- 2) предложена теория генерации основной и второй гармоники нелинейного ФА-сигнала одно- и двухслойными системами с учетом, как температурной зависимости оптического коэффициента поглощения, так и их теплофизических величин;

Практическая значимость. Полученные выражения для температурного поля в ФА-камере могут быть использованы для определения пространственного распределения температуры в различных областях ФА-камеры. Предложенные для предельных случаев простые выражения для амплитуды и фазы основной и второй гармоник нелинейного ФА-сигнала с успехом могут быть использованы для независимого определения температурной зави-

симости теплофизических величин и оптического коэффициента поглощения одно- и двухслойных образцов.

Положения, вносимые на защиту:

1) выражения, описывающие особенности формирования температурного поля в ФА-камере с оптически неоднородными одно- и двухслойными образцами, учитывающие вклады от тепловой нелинейности не только теплофизических параметров всех слоев, но и оптического коэффициента поглощения;

2) аналитические выражения для амплитуды и фазы основной и второй гармоники нелинейного ФА - отклика оптически неоднородных одно- и двухслойных образцов, обусловленного температурной зависимостью оптического коэффициента поглощения, а также теплофизических величин образца, газового слоя и подложки;

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

Основные результаты были представлены и доложены на:

республиканской конференции «Ядерно- физические методы анализа состава биологических, геологических, химических и медицинских объектов» (Душанбе, 03.10.2014 г.); девятой международной теплофизической школы (Душанбе, 6-11.10.2014); международной конференции «Современные проблемы физики», посвящённой 50-летию ФТИ им. С.У.Умарова (7.12. 2014 г.); республиканской научной конференции «Современные проблемы физики конденсированного состояния» (Душанбе: НИИ ТНУ, 24.10.2015 г.); 10-й международной конференции по компьютерному анализу проблем науки и технологии (Душанбе: НИИ ТНУ, 30-31.12.2015); республиканской научно-теоретической конференции профессорско-преподавательского состава и сотрудников ТНУ, посвященной 25-летию государственной независимости РТ (20-27.04.2016 г.); V Международной конференции «Современные проблемы физики» (Душанбе: ФТИ АН РТ, 25-27.10.2016); международной конференции «Перспективы развития физической науки», посвященной 80-летию со дня рождения профессора Хакимова Ф.Х. (Душанбе: ТНУ, (14.04.2017 г.); международной конференции «Современные проблемы физики конденсированных сред», посвящённой 90-летию профессора Нарзуллаева Б.Н. (Душанбе: ТНУ, 25.11.2017 г.); XIV международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков» (Москва, 26-30.06.2017 г.); VI международной конференции «Современные проблемы физики», посвя-

щенной 110-летию академика С.У.Умарова и 90-летию академика А.А.Адхамова, Душанбе: ФТИ АН РТ, 28-31.06.2018 г.); ежегодных научно-практических конференциях ТНУ, посвященных дням науки (НИИ ТНУ, Душанбе 2015-2018г.), а так же на научных семинарах отдела физики конденсированных сред НИИ ТНУ.

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 том, что он принимал непосредственное участие в поиске экспериментального материала, обосновании математических моделей сформулированных задач и получении их решений. Подробный анализ полученных выражений для случаев, реализующихся в эксперименте, а также все численные расчеты выполнены лично соискателем.

Публикации. По результатам работы опубликовано 9 статей и 15 тезисов докладов в материалах международных и республиканских конференций, в том числе 9- в рецензируемых журналах из Перечня ВАК РТ при Президента Республики Таджикистан.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Содержание работы изложено на 111 страницах, включая 14 рисунков, таблиц и список литературы из 133 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

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

Первая глава является обзорной и состоит из двух разделов. В первом разделе выполнен обстоятельный анализ существующих теоретических и экспериментальных работ по опто- и фотоакустике оптически неоднородных одно- и двухслойных твердотельных систем. Во втором разделе приведен краткий анализ существующих экспериментальных и теоретических исследований особенностей нелинейного ФА-отклика в однослойных и двухслойных системах, обусловленного температурной зависимостью теплофизических параметров всех слоев в ФА-камере. Показано, что до настоящего времени отсутствуют какие-либо исследования по определению вклада темпера-

турной зависимости оптического коэффициента поглощения на характеристики нелинейного ФА-отклика в одно- и двухслойных системах и постановка задачи подобного исследования, бесспорно, является актуальной, что и дало возможность четко сформулировать конкретные задачи данной диссертационной работы.

Вторая глава посвящена разработке теории нелинейного ФА-отклика оптически неоднородных твердотельных образцов, обусловленного температурной зависимостью теплофизических параметров газового слоя, образца и подложки, а также поглощательной способности и оптического коэффициента поглощения образца. Формулировка математической модели круга рассматриваемых задач, исходящая из системы трех нелинейных уравнений теплопроводности и шести соответствующих граничных условий к ним, приведена в разделе 2.1.

Для этого температурная зависимость теплоемкости единицы объема $C_{pi}(T)$ и коэффициента теплопроводности $\kappa_i(T)$ всех слоев, а также поглощательной способности $A = A(T)$ и оптического коэффициента поглощения $\beta(T)$ образца представлена в виде

$$C_{pi} = C_{pi}^{(0)}(1 + \delta_i T'), \quad \kappa_i = \kappa_i^{(0)}(1 + \delta_{2i} T'), \quad A = A^{(0)}(1 + \delta_3 T'), \quad \beta(T) = \beta^{(0)}(1 + \delta_4 T'_s),$$

где $C_{pi}^{(0)} = C_{pi}(T_0)$, $\kappa_i^{(0)} = \kappa(T_0)$, $A^{(0)} = A(T_0)$, $\beta^{(0)} = \beta(T_0)$ - начальные значения, а $\delta_i = (1/C_{pi}^{(0)}) (\partial C_{pi} / \partial T)$, $\delta_{2i} = (1/\kappa_i^{(0)}) (\partial \kappa_i / \partial T)$, $\delta_3 = (1/A^{(0)}) (\partial A / \partial T)$, $\delta_4 = (1/\beta^{(0)}) (\partial \beta / \partial T)$ - термические коэффициенты (ТК) этих параметров, $\delta_i = \delta_i - \alpha_{Ti}$, $\alpha_{Ti} = -(1/\rho_{vi}) (\partial \rho_i / \partial T)_p$ - коэффициент теплового расширения, $c_{pi}^{(0)}$ - удельная теплоемкость соответствующего слоя. Приращения температурного поля во всех слоях в ФА – камеры представлены в виде суммы локально равновесных $T_{0i}(x)$ и колебательных частей $\Phi_i(t, x)$, то есть $T'_i(t, x) = T_{0i}(x) + \Phi_i(t, x)$, где величина $\Phi_i(t, x)$ будет состоять из суммы линейных и нелинейных составляющих $\Phi_i(t, x) = \Phi_{Li}(t, x) + \Phi_{Ni}(t, x)$.

В разделе 2.2 исследованы особенности формирования стационарного ТП и для функции $g_i(x) = \delta_{2i} T_{0i}(x)$ получены выражения

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

$$g_b = [1 + \delta_{2b} W_{02} (2 + \delta_{2b} W_{02}) (1 + \frac{x}{l_{S(1)} + l_{S(2)} + l_b}) \frac{l_{S(1)} + l_{S(2)} + l_b}{l_b}]^{1/2} - 1 \quad (2)$$

$$g_s(x) = [\Lambda^2 (1 + 2R_1(x)\delta_{2s}) - 2\Lambda[\Lambda_1 R_2(x) + \Lambda_2 R_3(x)]\delta_{2s}]^{1/2} \Lambda^{-1} - 1, \quad (3)$$

где Θ_0, W_0 - температуры облучаемой и тыловой поверхностей образца,

$$\Lambda = -\frac{A_1 \delta_{4s}}{\beta^{(0)}} + \frac{A_1 \delta_{4s} E_0}{2\beta^{(0)}} [(\beta^{(0)})^2 l_s^2 + 2\beta^{(0)} l_s + 2] + l_s + A_1 \delta_{4s} l_s,$$

$$\Lambda_1 = A_1^2 \delta_{4s} [E_0 (\beta^{(0)} l_s - 0.5 E_0) + 0.5] + A_1 \{ \delta_{3s} (\Theta_0 - E_0 \Theta_0) -$$

$$- \delta_{4s} [\Theta_0 E_0 (\beta^{(0)} l_s + 1) - W_0] - E_0 + 1 \} + \Theta_0 (1 + 0.5 \delta_{2s} \Theta_0) - W_0 (1 + 0.5 \delta_{2s} W_0),$$

$$\Lambda_2 = \frac{A_1 \delta_{4s} E_0}{2\beta^{(0)}} [(\beta^{(0)})^2 l_s^2 + 2\beta^{(0)} l_s + 2] \Theta_0 - \frac{A_1^2 \delta_{4s} E_0}{\beta^{(0)}} - \frac{A_1 \delta_{4s}}{\beta^{(0)}} W_0 + \frac{A_1^2 \delta_{4s} E_0}{2\beta^{(0)}} [(\beta^{(0)})^2 l_s^2 + 2\beta^{(0)} l_s + 2] +$$

$$+ A_1 l_s (1 + \delta_{3s} \Theta_0) + \frac{A_1^2 \delta_{4s}}{2} l + (\Theta_0 + 0.5 \delta_{2s} \Theta_0^2) l_s,$$

$$R_1(x) = \frac{A_1^2 \delta_{4s}}{2} (e^{2\beta^{(0)} x} - 2e^{\beta^{(0)} x}) - e^{\beta^{(0)} x} A_1, \quad R_2(x) = \frac{A_1 \delta_{4s} e^{\beta^{(0)} x}}{2\beta^{(0)}} [(x^2 (\beta^{(0)})^2 - 2x\beta^{(0)} + 2)] - x$$

$$R_3(x) = A_1 \delta_{4s} e^{\beta^{(0)} x} (x\beta^{(0)} - 1) - 1, \quad A_1 = \frac{I_0 A_s^{(0)}}{2k_s^{(0)} \beta^{(0)}},$$

l_g, l_s, l_b - толщины газового слоя, образца и подложки соответственно. Из условия непрерывности потоков тепла на границах газ - образец и образец - подложка получена следующая система нелинейных алгебраических уравнений для определения Θ_0, W_{01} :

$$\Theta_0^2 (\delta_{2s} + d\delta_{2g}) + 2\Theta_0 (1 + d + N_1) - W_0^2 \delta_{2s} - 2W_0 (N_2 + 1) + N_3 = 0, \quad (4)$$

$$\Theta_0^2 \delta_{2s} + 2\Theta_0 (N_1 + 1) - W_0^2 (\delta_{2s} + d_1 \delta_{2g}) - 2W_0 (1 + d_1 + N_2) + N_3 = 0. \quad (5)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$d_1 = k_b^{(0)} l_s / k_s^{(0)} l_b, \quad d = k_g^{(0)} l_s / k_s^{(0)} l_g,$$

$$N_1 = A_1 \delta_{4s} [d - \frac{d}{l_s \beta^{(0)}} + \frac{dE_0}{2\beta^{(0)} l_s} ((\beta^{(0)})^2 l_s^2 + 2\beta^{(0)} l_s + 2) + E_0 (\beta^{(0)} l_s + 1)] + A_1 \delta_3 (1 - E_0 - \beta^{(0)} l_s),$$

$$N_3 = A_1^2 \delta_{4s} [3 - 2A\beta^{(0)} l_s - E_0 ((\beta^{(0)})^2 l_s^2 + 2\beta^{(0)} l_s + 2) + 2E_0 (\beta^{(0)} l_s + 1) + E_0 (E_0 - 2) - 2E_0] - 2A_1 [\beta^{(0)} l_s + 1 - E_0],$$

$$N_4 = A_1 \delta_{4s} E_0 [(\beta^{(0)} l_s + 1) + (\beta^{(0)})^2 l_s^2] + A_1 \delta_{3s} [1 - E_0 - \beta^{(0)} l_s E_0], \quad N_2 = A_1 \delta_{4s},$$

$$N_5 = A_1 \delta_{4s} [d - \frac{d}{l_s \beta^{(0)}} + \frac{dE_0}{2\beta^{(0)} l_s} (\beta^{(0)} l_s^2 + 2\beta^{(0)} l_s + 2) - \frac{E_0}{2} ((\beta^{(0)})^2 l_s^2 + 2\beta^{(0)} l_s + 2) + E_0 (\beta^{(0)} l_s + 1) + 1]$$

$$N_6 = A_1^2 \delta_{4s} [2\beta^{(0)} (E_0^2 - E_0) l_s + 2E_0 - 2\beta^{(0)} l_s E_0 - E_0 ((\beta^{(0)})^2 l_s^2 + 2\beta^{(0)} l_s + 2) + 2E_0 (\beta^{(0)} l_s + 1) - 2E_0^2 (\beta^{(0)} l_s + 1) +$$

$$+ 1 - 2E_0 + E_0 (E_0 - 2) + 2E_0 (\beta^{(0)})^2 l_s^2] - A_1 E_0 [2\beta^{(0)} l_s + 2\delta_{4s} (\beta^{(0)} l_s + 1) - \delta_{4s} ((\beta^{(0)})^2 l_s^2 + 2\beta^{(0)} l_s + 2) - 2] + 2A_1$$

одчеркнём, что в (4)-5) опущены слагаемые, содержащие $\sim \delta_i^2$ и $\sim \delta_i \delta_j$, поскольку они, как минимум, на 3-4 порядка меньше по сравнению с другими вкладками.

Выражения (1), (2) и (3) совместно с системой нелинейных алгебраических уравнений (4)- (5) представляют собой решение сформулированной задачи, и позволяют путем численного расчета определить все особенности формирования стационарного температурного поля в ФА – камере с учетом температурной зависимости оптического коэффициента поглощения образца.

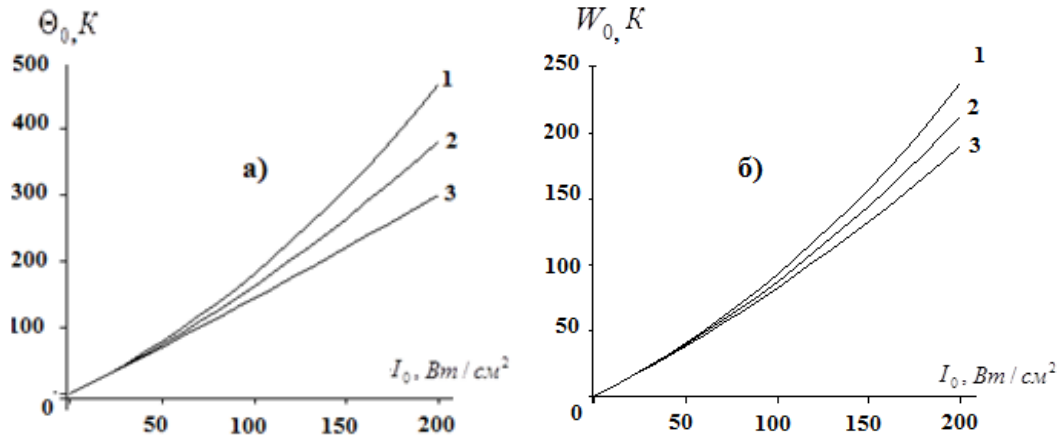


Рисунок 1. Зависимость температуры облучаемой (а) и тыловой (б) сторон кварцевого стекла ($T_0 = 300\text{K}$, $\kappa_s^{(0)} = 1,36\text{Вт/м}\cdot\text{К}$), контактирующего с двуокисью циркония ($\kappa_b^{(0)} = 1,7\text{Вт/м}\cdot\text{К}$, $\delta_{2b} = 0,104 \cdot 10^{-3}\text{К}^{-1}$) в ФА – камере от интенсивности падающего луча при значениях $\delta_{3s} = 1,2 \cdot 10^{-3}\text{К}^{-1}$, $A^{(0)} = 0,26$ (спектральное значение на длине волны $\lambda = 9\mu\text{к}$), $\beta^{(0)} = 325 \cdot 10^4\text{м}^{-1}$ при: $\delta_{4s} = 3,7 \cdot 10^{-3}\text{К}^{-1}$ (кривая 1), $\delta_{4s} = 0$ (кривая 2) и $\delta_{4s} = -3,7 \cdot 10^{-3}\text{К}^{-1}$ (кривая 3). Параметры для воздуха $\kappa_g^{(0)} = 0,025\text{Вт/м}\cdot\text{К}$, $\delta_{2g} = 2,39 \cdot 10^{-3}\text{К}^{-1}$. При значениях толщин $l_g = 5 \cdot 10^{-3}\text{м}$, $l_s = 10^{-3}\text{м}$, $l_b = 10^{-3}\text{м}$.

Из этих выражений видно, что для нахождения поля температуры, прежде всего, необходимо найти зависимости величин Θ_0 и W_0 от интенсивности падающего луча. С этой целью нами получено численное решение системы уравнений (4)-(5), результаты которого, представлены на рис.1. Видно, что во всех рассмотренных случаях зависимости Θ_0 и W_0 от интенсивности падающего луча являются степенными, то есть не являются линейными. Уменьшение этих величин при переходе из области $\delta_4 > 0$ в $\delta_4 < 0$ обусловлено уменьшением количества световой энергии, преобразуемой в тепло.

Раздел 2.3 работы посвящен созданию теории возбуждения ОГ нелинейного ФА-сигнала оптически неоднородным образцом, где получен выражение для $\delta p_{1N}(\omega)$ - акустического сигнала, детектируемого в буферном газе. Рассматриваемая задача содержит три характерных масштабных параметров: l - толщин образца, $\mu_\beta = (\beta^{(0)})^{-1}$ длина пробега фотона и $\mu_s(\omega)$ длина тепловой волны в среде соответственно. Ввиду того, что нелинейный ФА-отклик является существенным лишь для сильнопоглощающих систем, в дальнейшем рассматривается лишь случай, для которой справедливо выражение $\beta^{(0)}l \gg 1$ и $\exp(-\beta^{(0)}l) \approx 0$. В зависимости от

соотношение между μ_s , μ_β и l в эксперименты может реализоваться различное случай. Ниже приводим выражение для $\delta p_{1N}(\omega)$, полученное для этих случаях.

а) Термически тонкие образцы ($l \ll \mu_s(\omega)$). В этом случае вклад от $\beta = \beta(T)$ в параметры ОГ нелинейного ФА - сигнала отсутствует и для $\delta p_{1N}(\omega)$ справедливо выражение

$$\delta p_{1N}(\omega) = \delta p_L(\omega)[K_{1(1)}\Theta_0 + K_{1(2)}W_0], \quad (6)$$

где $K_{1(1)} = (\delta_3 - \delta_{2s})$, $K_{1(2)} = [\delta_{2s} - (\delta_b + \delta_{2b})]$, $\delta p_L(\omega)$ - линейная составляющая ФА - сигнала. Поскольку $\Theta_0 \propto I_0$ и $W_0 \propto I_0$, то для данного случая амплитуда сигнала подчиняется зависимостям $|\delta p_{1N}(\omega, l \ll \mu_s)| \sim I_0^2$, $|\delta p_{1N}(\omega, l \ll \mu_s)| \sim \omega^{-1}$.

б) Случай термически толстых образцов, для которого длина тепловой волны меньше толщины образца $\mu_s < l$, но $\mu_s > \mu_\beta$ и $|r| > 1$, где $r = (1-i)\beta/2\mu_s$. Необходимые вычисления приводит нас к выражению

$$\delta p_{1N} = \delta p_{1L}\Theta_0 K_{1(2)}, \quad (7)$$

где $K_{1(2)} = \delta_3 - 0.5(\delta_{2s} + \delta_s)$.

в) Случай термически толстых образцов, для которого длина тепловой волны меньше толщины образца $\mu_s \ll l_s$, но $\mu_s < \mu_\beta$ и $|r| < 1$. Для этого случая справедливо выражение

$$\delta p_{1N}(\mu_s \ll l, \mu_s < \mu_\beta) = \delta p_{1L}\Theta_0 K_{1(3)}, \quad (8)$$

где $K_{1(3)} = -(\delta_3 + \delta_4) - 0.5(\delta_{2s} + \delta_s)$. Или, представив (8) в виде

$\delta p_{1N}(\omega, l \gg \mu_s, \mu_s < \mu_\beta) = |\delta p_{1N}(\omega, l \gg \mu_s, \mu_s < \mu_\beta)| \exp[i\psi_{1N}(\omega, l \gg \mu_s, \mu_s < \mu_\beta)]$ для амплитуды и фазы сигнала получим

$$|\delta p_{1N}(\omega, l \gg \mu_s, \mu_s < \mu_\beta)| = \frac{\gamma p_0 A^{(0)} I_0 \mu_g \mu_s^2}{4\sqrt{2} l_g T_{00} k_s^{(0)}} K_{1(3)} \Theta_0, \quad (9)$$

$$\psi_{1N}(\omega, l \gg \mu_s, \mu_s < \mu_\beta) = \begin{cases} \frac{\pi}{4} \dots \text{если} \dots K_{1(3)} > 0 \\ -\frac{3\pi}{4} \dots \text{если} \dots K_{1(3)} > 0 \end{cases}. \quad (10)$$

Поскольку $\Theta_0 \sim I_0$, то, как следует из (9), амплитуда этого сигнала $|\delta p_{1N}(\omega, l \gg \mu_s, \mu_s < \mu_\beta)| \sim I_0^2$, в то время как ее частотная зависимость будет иметь вид $|\delta p_{1N}(\omega, l \gg \mu_s, \mu_s < \mu_\beta)| \sim \omega^{-3/2}$.

Созданию теории генерации ВГ, возбуждаемой этим образцом в буферный газ нелинейного ФА-сигнала посвящен **раздел 2.4**. Для различных случаях, реализующие в ФА – эксперименте получены необходимый выражение для колебания давления на ВГ ФА-сигнала $\delta p_2(\omega)$, а также выполнен её полный анализ. Ниже представлены простые выражение, полученные для трёх наиболее интересных случаев.

а). Термически тонкие образцы ($l \ll \mu_s(\omega)$). Для этого случая имеем

$$\delta p(2\omega, \mu_s \beta \gg 1) = \frac{\mathcal{P}_0 I_0^2 \mu_{2g} \mu_b^2}{16\sqrt{2} T_{00} l_g k_b^{(0)2}} e^{i\psi_2(l \ll \mu_s)} K_{2(1)}, \quad (11)$$

где $K_{2(1)} = (2 + \sqrt{2})^{-1} [(2\delta_{2g} - \delta_g) - (2\delta_{2b} + \sqrt{2}\delta_b)] + \sqrt{2}(\delta_3 + \delta_4)$ - нелинейный коэффициент, определяемый как комбинация ТК теплофизических и оптических величин, а фаза $\psi_2(\omega, l \ll \mu_s) = -3\pi/4$ при $K_{2(1)} > 0$ и $\psi_2(\omega, l \ll \mu_s) = \pi/4$ при $K_{2(1)} < 0$; частотная зависимость амплитуды $\sim \omega^{-3/2}$.

б). Термически толстые образцы. Тогда $l > \mu_s(\omega)$ справедливо выражение

$$\delta p(2\omega, l > \mu_s) = \frac{\mathcal{P}_0 (A^{(0)} I_0 \mu_s)^2 \mu_{2s}}{16\sqrt{2} T_{00} l_g (\kappa_s^{(0)})^2} K_{2(2)} \exp[\psi_{2N}(l > \mu_s)]. \quad (12)$$

Здесь $K_{2(2)} = (2 + \sqrt{2})^{-1} (2\delta_{2g} - \delta_g - 2\delta_{2s} - \sqrt{2}\delta_s) + \sqrt{2}(\delta_3 + \delta_4)$ - нелинейный коэффициент, соответствующий этому случаю. Из (12) следует, что фаза этого сигнала при $K_{2(2)} < 0$ равна 45° , а при $K_{2(2)} > 0$ составляет 135° ; частотная зависимость амплитуды подчиняется закону $\sim \omega^{-3/2}$.

в). Термически толстые образцы. Для этого случая выполняются условия $\mu_s \ll l$, $\mu_s < \mu_\beta$ и $|r| < 1$. Тогда для акустического колебания давления на ВГ получим выражение

$$\delta p(2\omega, \mu_s \beta < 1) = \frac{\mathcal{P}_0 (I_0 A^{(0)})^2 \mu_{2g} \mu_s^4}{32\sqrt{2} T_{00} l_g \kappa_s^{(0)2}} K_{2(3)} e^{i\frac{\pi}{4}}, \quad (13)$$

где $K_{2(3)} = (2\delta_{2g} - \delta_g)(\sqrt{2} + 2)^{-1} - \delta_s + \delta_3 + \delta_4$. Спад амплитуды с ростом частоты при этом подчиняется закону $\sim \omega^{-5/2}$, а фаза этого сигнала равна $3\pi/4$ при $K_{2(3)} > 0$ и $\pi/4$ при $K_{2(3)} < 0$.

Из выше полученных выражений (11), (12) и (13) следует, что амплитуда ВГ ФА – сигнала простым образом связана с нелинейными коэффициентами. Следовательно, из результатов измерения этого параметра принципиально возможно определение ТК величин, входящих в $K_{2(i)}$, включая δ_3 и δ_4 - ТК поглощательную способность и оптический коэффициент поглощения образцов.

Созданию теории генерации нелинейного ФА-сигнала в двухслойных оптически неоднородных образцах посвящена **третья глава** диссертаций, который состоит из четырёх разделов. Формулировка проблемы, исходные уравнения и граничные условия к ним изложены **в разделе 3.1**. Здесь же получена система уравнений для стационарного температурного поля и нелинейных составляющих акустического колебания температуры на ОГ и ВГ и необходимые граничные условия для их решения.

В разделе 3.2 работы проведено теоретическое исследование особенностей формирования стационарного температурного поля подобных систем. Для функции $g_i(x) = \delta_{2i} T'_i(x)$ получены выражения

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

$$g_b(x) = \{1 + \delta_{2b} W_{02} (2 + \delta_{2b} W_{02}) (1 + \frac{x}{l_{S(1)} + l_{S(2)} + l_b}) \frac{l_{S(1)} + l_{S(2)} + l_b}{l_b}\}^{1/2} - 1, \quad (15)$$

$$g_{S(1)}(x) = [M^2 (1 + 2R_1(x) \delta_{2s(2)}) - 2M [M_1 R_2(x) + M_2 R_3(x)] \delta_{2s(2)}]^{1/2} M^{-1} - 1, \quad (16)$$

$$g_{S(2)}(x) = [\Lambda_0^2 (1 + 2R_4(x) \delta_{2s(2)}) - 2\Lambda_0 [\Lambda_3 R_5(x) + \Lambda_4 R_6(x)] \delta_{2s(2)}]^{1/2} \Lambda_0^{-1} - 1, \quad (17)$$

В (14)-(17) использованы следующие обозначения:

$$M = A_1 \delta_{4s(1)} (\beta_1^{(0)})^{-1} [0.5E_0 (\beta_1^{(0)} l_1 + 1)^2 + 1] + \beta_1^{(0)} l_1 - 1 + l_1$$

$$M_1 = A_1^2 \delta_{4s(1)} [E_0 (\beta_1^{(0)} l_1 - 2 + E_0) + 0.5] + A_1 [\delta_{3s(1)} (\Theta_0 - E_0 \Theta_0) - \delta_{4s(1)} (\Theta_0 E_0 (\beta_1^{(0)} l_1 + 1) - W_0) - E_0 + 1] + \Theta_0 (1 + 0.5 \delta_{2s(1)} \Theta_0) - W_0 (1 + 0.5 \delta_{2s(1)} W_0)^2$$

$$M_2 = A_1 \delta_{4S(1)} (\beta_1^{(0)})^{-1} \{ [0.5E_0 (\beta_1^{(0)} l_1 + 1)^2 + 1] \Theta_0 - A_1 E_0 - W_{01} + A_1 [0.5E_0 (\beta_1^{(0)} l_1 + 1)^2 + 1] \} + [A_1 + A_1 (1 + \delta_{3s(1)} \Theta_0) + (\Theta_0 + 0.5 \delta_{2s(1)} \Theta_0^2)] l_{S(1)}$$

$$\Lambda_0 = -B_2 \delta_{4S(2)} E_{01} (\beta_2^{(0)})^{-1} (1 + \beta_2^{(0)} l_2) l_1 - 0.5 B_2 \delta_{4S(2)} (\beta_2^{(0)})^{-2} (\beta_2^{(0)} l_1 + 1) + B_2 \delta_{4S(2)} (\beta_2^{(0)})^{-1} (l_1 + l_2) + 0.5 B_2 \delta_{4S(2)} E_{01} (\beta_2^{(0)})^{-2} [(\beta_2^{(0)})^2 (l_1 + l_2)^2 + 2\beta_2^{(0)} (l_1 + l_2) + 2 - (\beta_2^{(0)})^2 l_1^2] + l_2,$$

$$\Lambda_3 = W_{01} + 0.5 \delta_{2S(1)} W_{01}^2 + 0.5 B_2 \delta_{4S(2)} (\beta_2^{(0)})^{-2} + B_2 (\beta_2^{(0)})^{-1} + B_2 \delta_{4S(2)} E_{01} (\beta_2^{(0)})^{-1} (W_{01} + B_2 (\beta_2^{(0)})^{-1}) (1 + \beta_2^{(0)} l_2) - W_{02} - 0.5 \delta_{2S(2)} W_{02}^2 - 0.5 B_2 \delta_{4S(2)} E_{01} (\beta_2^{(0)})^{-2} (2 - E_{01}) + B_2 E_{01} (\beta_2^{(0)})^{-1} - B_2 \delta_{4S(2)} (\beta_2^{(0)})^{-1} [W_{02} + B_2 E_{01} (\beta_2^{(0)})^{-1}]^2,$$

$$\Lambda_4 = -B_2 \delta_{4S(2)} (\beta_2^{(0)})^{-2} (\beta_2^{(0)} l_1 + 1) (W_{02} + B_2 E_{01} (\beta_2^{(0)})^{-1}) - l_1 [W_{02} + 0.5 \delta_{2S(2)} W_{02}^2 + B_2 E_{01} (\beta_2^{(0)})^{-1} + 0.5 B_2 \delta_{4S(2)} E_{01} (\beta_2^{(0)})^{-2} (2 - E_{01})] + 0.5 B_2 \delta_{4S(2)} E_{01} (\beta_2^{(0)})^{-2} \times [(\beta_2^{(0)})^2 (l_1 + l_2)^2 + 2\beta_2^{(0)} (l_1 + l_2) + 2 - (\beta_2^{(0)})^2 (l_1)^2] (W_{01} + B_2 (\beta_2^{(0)})^{-1}) + (l_1 + l_2) [W_{01} + 0.5 \delta_{2S(1)} W_{01}^2 + 0.5 B_2 \delta_{4S(2)} E_{01} (\beta_2^{(0)})^{-2} + B_2 (\beta_2^{(0)})^{-1}]$$

$$R_1(x) = \frac{A_1^2 \delta_{4s(1)}}{2} (e^{2\beta_1^{(0)} x} - 2e^{\beta_1^{(0)} x}) - e^{\beta_1^{(0)} x} A_1, \quad R_3(x) = A_1 \delta_{4s(1)} e^{\beta_1^{(0)} x} (x \beta_1^{(0)} - 1) - 1,$$

$$R_2(x) = \frac{A_1 \delta_{4S} e^{\beta_1^{(0)} x}}{2 \beta_1^{(0)}} [(x^2 (\beta_1^{(0)})^2 - 2x \beta_1^{(0)} + 2)] - x, \quad A_1 = \frac{I_0 A_S^{(0)}}{2 k_S^{(0)} \beta^{(0)}}.$$

$$\begin{aligned}
R_6 &= B_2 \delta_{4S(2)} e^{\beta_2^{(0)}(x+l_1)} (\beta_1^{(0)})^{-1} [\beta_2^{(0)}(x+l_1) - 1] - 1, \\
R_4 &= -0.5 B_2^2 \delta_{4S(2)} e^{\beta_2^{(0)}(x+l_1)} (\beta_2^{(0)})^{-2} (2 - e^{\beta_2^{(0)}(x+l_1)}) - B_2 e^{\beta_2^{(0)}(x+l_1)} (\beta_2^{(0)})^{-1}, \\
R_5 &= e^{\beta_2^{(0)}(x+l_1)} B_2 \delta_{4S(2)} 0.5 (\beta_2^{(0)})^{-2} [x^2 (\beta_2^{(0)})^2 - 2x \beta_2^{(0)} + 2 - l_1^2 (\beta_2^{(0)})^2] - x,
\end{aligned}$$

$$B_1 = 0.5 (k_{S(1)}^{(0)})^{-1} I_0 A_{S(1)}^{(0)} (1 + \Theta_0 \delta_{3S(1)}), \quad A_4 = -0.25 (k_{S(1)}^{(0)} k_{S(2)}^{(0)} \beta_1)^{-1} \delta_{41} I_0^2 A_{S(1)}^{(0)} A_{S(2)}^{(0)} E_0 (E_0 - 1) (1 - R_{S1}),$$

$$B_2 = 0.5 (k_{S(2)}^{(0)})^{-1} (I_0 A_{S(2)}^{(0)} (1 + W_0 \delta_{3S(2)}) (1 - R_{S(1)})^{(0)} e^{-\beta_1^{(0)} l_1} [1 + \beta_1^{(0)} \delta_{4(1)} \int_0^{-l_1} \Psi_{S(1)}^{(0)}(y) dy]) = A_5 (1 + W_0 \delta_{3S(2)}) + A_4 + A_5 \beta_1^{(0)} \delta_{4(1)} I_{S(1)} (0.5 C_{1(1)} l_{S1} - C_{1(2)}),$$

$$A_5 = 0.5 (k_{S(2)}^{(0)})^{-1} I_0 A_{S(2)}^{(0)} E_0 (1 - R_{S1}), \quad C_{1(1)} = M_1 M^{-1}, \quad C_{1(2)} = M_2 M^{-1}$$

$T_{0S(2)}(-l_{S(1)} - l_{S(2)}) = T_{0b}(-l_{S(1)} - l_{S(2)}) = W_{02}$ - температура поверхности второго слоя, контактирующей с подложкой.

Выражения (16) и (17) представляют собой искомые выражения для описания стационарного температурного поля в ФА-камере с двухслойными оптически неоднородными образцами. Нетрудно заметить, что в этих выражениях присутствуют температуры поверхности слоев двухслойного образца, то есть величины Θ_0, W_{01}, W_{02} . Тогда, очевидно, для полного решения сформулированной задачи необходимо иметь, как минимум, численные значения этих величин, для нахождения которых, из условия непрерывности потоков тепла на границах между слоями получим следующую систему нелинейных алгебраических уравнений:

$$\Theta_0^2 (\delta_{2s} + d_1 \delta_{2g}) + 2\Theta_0 (1 + d_1 + U) - W_0^2 \delta_{2s} - 2W_0 (U_1 + 1) + U_2 = 0, \quad (18)$$

$$\Theta_0^2 U_3 + \Theta_0 U_4 + W_{02}^2 U_5 + W_{02} U_6 - W_{01}^2 U_7 - W_{01} U_8 + U_9 = 0, \quad (19)$$

$$W_{02}^2 U_{10} + W_{02} U_{11} - W_{01}^2 U_{12} - W_{01} U_{13} + U_{14} = 0. \quad (20)$$

В (18)-(20) использовались следующие обозначения:

$$d_3 = k_b^{(0)} l_{S(2)} / k_{s(2)}^{(0)} l_b, \quad d_1 = k_g^{(0)} l_S / k_s^{(0)} l_g, \quad d_2 = k_{s(1)}^{(0)} l_{S(2)} / k_{s(2)}^{(0)} l_{(1)},$$

$$U = A_1 \delta_{4S(1)} [d_1 - d_1 (l_1 \beta_1^{(0)})^{-1} + 0.5 d_1 E_0 (\beta_1^{(0)} l_1)^{-1} ((\beta_1^{(0)})^2 l_1^2 + U_{10} = \delta_{2s(2)} d_3 + \delta_{2b}, \\ 2 \beta_1^{(0)} l_1 + 2) + E_0 (\beta_1^{(0)} l_1 + 1)] + A_1 \delta_{3(1)} (1 - E_0 - \beta_1^{(0)} l_1)$$

$$U_2 = A_1^2 \delta_{4S(1)} [3 - 2A \beta_1^{(0)} l_1 - E_0 ((\beta_1^{(0)})^2 l_1^2 + 2 \beta_1^{(0)} l_1 + 2 + E_0 (E_0 - 2)) + 2E_0 (\beta_1^{(0)} l_1 + 1) - 2E_0] - 2A_1 [\beta_1^{(0)} l_1 + 1 - E_0],$$

$$U_1 = A_1 \delta_{4S(1)}, \quad U_3 = d_2 \delta_{2S(1)}, \quad U_5 = -\delta_{2S(1)}, \quad U_6 = A_5 \delta_{4S(2)} (l_1 - l_2 + (\beta_2^{(0)})^{-1}) + (\Lambda - l_1) l_1^{-1} + 1,$$

$$U_7 = -(\delta_{2S(2)} + d_3 \delta_{2S(1)}), \quad U_{12} = \delta_{2s(2)} d_3$$

$$U_8 = -A_5(1+E_{01})(\beta_2^{(0)})^{-1}(\delta_{3S(2)} - \beta_1^{(0)}\delta_{4S(1)}l_1^2\Lambda^{-1})[(\Lambda-l_1)-E_{01}-1] - A_5\delta_{3S(2)}l_2 + A_5\beta_1^{(0)}\delta_{4S(1)}l_1l_2 - 1 + \\ + A_5\delta_{3S(2)}(\beta_2^{(0)})^{-1} + A_5\delta_{4S(2)}E_{01}(\beta_2^{(0)})^{-1}(\beta_2^{(0)}l_2 + 1) + d_2[0.5A_1\delta_{4S(1)}E_{01}l_1^2(\beta_1^{(0)})^2 + A_1\delta_{4S(1)} - 1 - (\Lambda_0 - l_2)l_2^{-1}]^2$$

$$U_4 = \beta_1^{(0)}\delta_{4S(1)}l_1A_5[l_2 + E_{01}(\Lambda-l_1)(\Lambda\beta_2^{(0)})^{-1} - (\Lambda-l_1)(\Lambda\beta_2^{(0)})^{-1} - l_1((\Lambda\beta_1^{(0)})^{-1} - E_0(\Lambda\beta_2^{(0)})^{-1})] + \\ + d_2A_1[\delta_{4S(1)}E_0l_1^2(\beta_1^{(0)})^2 - \delta_{3S(1)}E_0l_1\beta_1^{(0)} - 0.5A_1\delta_{4S(1)}E_0l_1^2(\beta_1^{(0)})^2 + (l_2A_1)^{-1}(\Lambda_0 - l_2) + \delta_{3S(1)} + \\ + \delta_{4S(1)}(l_1\beta_1^{(0)} + 1) - \delta_{3S(1)}E_0 + A_1^{-1}]$$

$$U_{11} = 2d_3A_5\delta_{4S(2)}\{0.5E_{01}\beta_2^{(0)}(l_1 + l_2)^2 - (\beta_2^{(0)})^{-1}\} + 2\Lambda_0/l_2 + 1$$

$$U_9 = 2[(\Lambda-l_1)l_2 + (\Lambda_0-l_2)l_1 + l_1l_2]A_5l_1^{-1} + A_4l_2 - A_5\beta_1^{(0)}\delta_{4S(1)}l_1A_1E_0 + \\ + (\beta_2^{(0)}l_1)^{-1}(A_5 + A_4 - A_5A_1E_0\delta_{4S(1)}l_1^2\beta_1^{(0)}\Lambda^{-1})(1-E_{01})(\Lambda+l_2) - \\ + A_5\delta_{4S(1)}E_0(\beta_2^{(0)})^{-1}(\beta_1^{(0)}l_1^2\Lambda^{-1} - A_5(\beta_2^{(0)})^{-1}) + A_5^2\delta_{4S(2)}E_{01}(\beta_2^{(0)})^{-2}(\beta_2l_2 + 0.5(2-E_{01}-E_0^{-1})) - \\ - 2d_2\{[A_1^2\delta_{4S(1)}l_1\beta_1^{(0)}E_0(E_0-1) - A_1\beta_1^{(0)}E_0l_2^{-1}((\Lambda-l_1)l_2 + (\Lambda_0-l_2)l_1 - l_1l_2) + \\ + 0.5A_1^2\delta_{4S(1)}(\beta_1^{(0)})^2l_1^2E_0(E_0-1) + A_1^2\delta_{4S(1)}E_0(\beta_1^{(0)})^2l_1^2 + \Lambda_0A_1l_2^{-1}(1-E_0) + \\ + A_1^2\delta_{4S(1)}E_0(\beta_1^{(0)}l_1 + 1) + A_1 + 0.5A_1^2\delta_{4S(1)} + 0.5A_1^2\delta_{4(1)}E_0(E_0-1) - A_1E_0 - A_1^2\delta_{4(1)}E_0]\} ,$$

$$U_{13} = 2[(A_5\delta_{4S(1)}l_1^2\beta_1^{(0)}\Lambda^{-1} - 2A_5\delta_{3S(2)})(1-E_{01}) - A_5\delta_{4S(2)}E_0((\beta_2^{(0)})^{-1} + l_2)] - 2 ,$$

$$U_{14} = 2d_3l_2A_5\{A_5\delta_{4S(2)}(\beta_2^{(0)})^{-1}(E_{01}^2 - E_{01}) - E_{01} - A_4E_{01}A_5^{-1} + A_1E_0\delta_{4S(1)}l_1^2\beta_1^{(0)}E_{01}\Lambda^{-1} - \\ - (\Lambda_0 - l_2)E_{01}l_2^{-1} - 0.5A_5\delta_{4S(2)}E_{01}(\beta_2^{(0)})(2l_1l_2 + l_2^2) + A_5l_1\delta_{4S(1)}E_{01}^2 + 0.5A_5\delta_{4S(1)}E_{01}\beta_2^{(0)}(2l_1l_2 + l_2^2) + \\ + A_5\delta_{4S(1)}E_{01}(l_1 + l_2) - A_5\delta_{4(1)}E_{01}(\beta_2^{(0)})^{-2}l_2^{-1}(1 + \beta_2^{(0)}l_2) + 0.5A_5\delta_{4S(2)}E_{01}(\beta_2^{(0)})^{-2}l_2^{-1}(2 - E_{01}) + \\ + (\beta_2^{(0)})^{-1}l_2^{-1}(1 + A_4A_5^{-1} - A_1E_0\delta_{4S(1)}l_1^2\beta_1^{(0)}E_{01}\Lambda^{-1}) + A_5\delta_{4S(1)}E_{01}(\beta_2^{(0)})^{-2}l_2^{-1}(1 + \beta_2^{(0)}l_2)\}$$

Отметим, что при выводе системы (18)-(20), как и выше, пренебрегались слагаемые типа $\delta_i\delta_j$. Как было отмечено, для установления особенностей формирования поля температуры, соответствующих рассматриваемому случаю, необходимо выполнить численное решение системы (18)-(20). Нами выполнено такое решение для двухслойных оптически неоднородных образцов в ФА-камере, результаты которых представлены на рис.2. Обнаруженное поведение в зависимостях величин Θ_0, W_{01}, W_{02} от величины I_0 обусловлено высоким значением $\kappa_{s(1)}$ первого облучаемого слоя и низким значением $\kappa_{s(2)}$ второго слоя.

Описание теории генерации ОГ нелинейного ФА-сигнала для оптически неоднородных двухслойных систем проведено в разделе 3.3. Для рассматриваемого случая объёмного поглощения луча длина тепловой диффузии $\mu(\omega)$ всегда значительно больше длины пробега фотона β^{-1} . Отметим, что

при фиксированной толщине образца эти условия могут быть получены путем изменения частоты модуляции падающего луча. Ниже приводим результаты для наиболее интересных случаев.

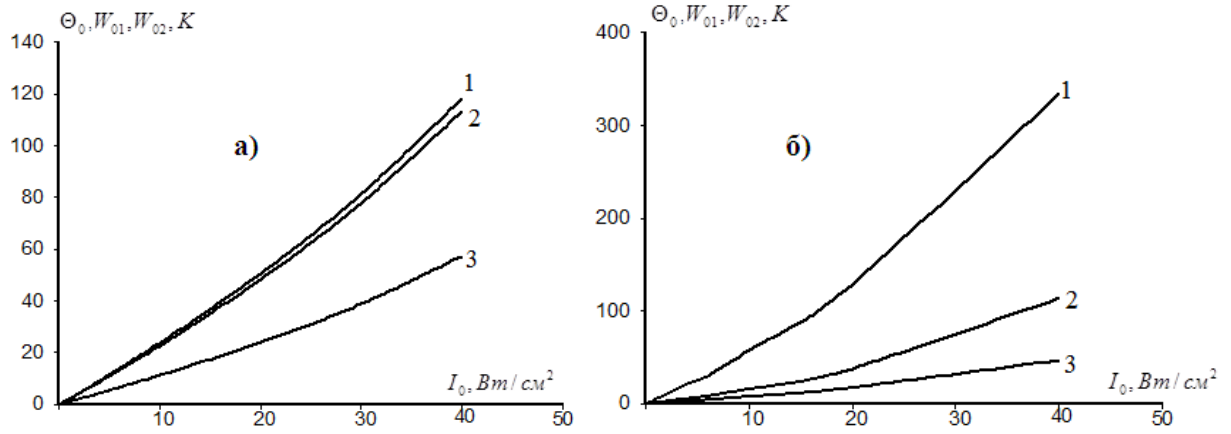


Рисунок 2. Зависимость приращения опорных температур двухслойных образцов сапфир-кварцевое стекло (а) и кварцевое стекло-сапфир (б), контактирующего с подложкой из нержавеющей стали от интенсивности падающего луча. Численные значения величин: ($T_0 = 300\text{K}$, $\kappa_s^{(0)} = 1,36\text{Bm/м}\cdot\text{K}$, $\kappa_{s(2)}^{(0)} = 1\text{Bm/м}\cdot\text{K}$, $A_1^{(0)} = 0,26$, $A_2^{(0)} = 0,59$, $\beta_1^{(0)} = \beta_2^{(0)} = 50\text{см}^{-1}$, $\delta_{2s(1)} = 0,56 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$, $\delta_{2s(2)} = -1,1 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$, $\delta_{3s(1)} = 1,2355 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$, $\delta_{3s(2)} = 0,07 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$, $\delta_{4s(1)} = 3,7 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$, $\delta_{4s(2)} = 1,9 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$, $\kappa_b^{(0)} = 149\text{Bm/м}\cdot\text{K}$, $\delta_{2b} = 0,94 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$, $\kappa_g^{(0)} = 0,025\text{Bm/м}\cdot\text{K}$, $\delta_{2g} = 2,39 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$, $l_g = 5 \cdot 10^{-3}\text{м}$, $l_{s(1)} = l_{s(2)} = 10^{-3}\text{м}$, $l_b = 10^{-3}\text{м}$). кривая 1 – облучаемая поверхность, 2- поверхности между обоими слоями образца, 3- поверхность второго слоя, контактирующего с подложкой.

А. Предположим, что **первый слой является сильно поглощающим**, тогда $l_{s(1)} \gg \mu_{\beta(1)}$, $\exp(-l_{s(1)}\beta_1) \approx 0$.

1а. **Оба слоя термически толстые** с условиями $l_{s(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$, $l_{s(1)} \gg \mu_{1s(1)}(\omega)$, $\mu_{1s(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$, $l_{s(2)} \gg \mu_{1s(2)}(\omega)$, $\exp(-\sigma_{1s(1)}l_1) \approx 0$, $\exp(-\sigma_{1s(2)}l_2) \approx 0$ Тогда справедливо выражение

$$\delta p_{1N1}(\omega) = \frac{\gamma P_0 I_0 A_{s(1)}^{(0)} \Theta_0}{2k_{s(1)}^{(0)} T_{00} l_g \sigma_{1g} \sigma_{1s(1)}} K_{1N1}, \quad (21)$$

где $K_{1N1}(l_{s(i)} \gg \mu_{2s(i)}, \mu_{2s(i)} \gg \mu_{\beta(1)}) = \delta_{3s(1)} + \delta_{4s(1)} - 0,5(\delta_{s(1)} + \delta_{2s(1)})$. Из (21) легко убеждаемся в том, что в этом случае частотная зависимость амплитуды ФА – сигнала $|\delta p| \propto \omega^{-1}$.

2а. Оба слоя термически толстые с условиями $l_{S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$, $l_{S(1)} \gg \mu_{1S(1)}(\omega)$, $\mu_{1S(1)} \ll \mu_{\beta(1)}(\omega)$, $l_{S(2)} \gg \mu_{1S(2)}(\omega)$. Выполнив необходимые вычисления получим

$$\delta p_{1N2}(\omega) = \frac{\gamma P_0 I_0 A_{S(1)}^{(0)} \Theta_0 \beta_1^{(0)} e^{-i3\pi/4}}{2k_{S(1)}^{(0)} T_{00} l_g \sigma_{1g} \sigma_{1S(1)}^2} K_{1N2} \quad (22)$$

Здесь $K_{1M}(l_{S(i)} \gg \mu_{2S(i)}, \mu_{2S(i)} \ll \mu_{\beta(i)}) = \delta_{3S(i)} - \delta_{2S(i)}$, Нетрудно убедиться в том, что для этого случая справедливо оценка $|\delta p| \propto \omega^{-3/2}$.

3а. Первый слой термически тонкий, второй термически толстый с условиями $l_{S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$, $l_{S(1)} \ll \mu_{1S(1)}(\omega)$, $\mu_{1S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$ и $l_{S(2)} \gg \mu_{1S(2)}(\omega)$. Тогда имеет место следующее выражение

$$\delta p_{1N3} = \frac{\gamma P_0 I_0 A_{S(1)}^{(0)}}{2k_{S(2)}^{(0)} T_{00} l_g \sigma_{1g} \sigma_{1S(2)}} [(\delta_{3S(1)} - \delta_{2S(1)}) \Theta_0 + (\delta_{2S(2)} - \delta_{2S(1)} - \frac{\delta_{S(2)} - \delta_{2S(2)}}{2}) W_{01}]. \quad (23)$$

для нелинейного составляющего ФА – сигнала. Из (23) видно, что имеет место $|\delta p| \propto \omega^{-1}$.

4а. Оба слоя термически тонкие с условиями $l_{S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$, $l_{S(1)} \ll \mu_{1S(1)}(\omega)$, $\mu_{1S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$ и $l_{S(2)} \ll \mu_{1S(2)}(\omega)$. Тогда справедливо выражение

$$\delta p_{1N4} = \frac{\gamma P_0 I_0 A_{S(1)}^{(0)}}{2k_b^{(0)} T_{00} l_g \sigma_{1g} \sigma_{1b}} [(\delta_{3S(1)} - \delta_{2S(1)}) \Theta_0 + (\delta_{2S(2)} - \delta_{2S(1)}) W_{01} - \frac{\delta_b - 3\delta_{2b}}{2} + \delta_{2S(2)}) W_{02}], \quad (24)$$

Из (24) следует, что частотная зависимость амплитуды ФА – сигнала подчиняется закону $|\delta p| \propto \omega^{-1}$.

Б. Первый слой прозрачный, второй сильно поглощающий.

Тогда справедливо $\beta_1^{(0)} l_1 \ll 1$, $\exp(-\beta_1^{(0)} l_1) \approx 1 - \beta_1^{(0)} l_1$, $\exp(-\beta_2^{(0)} l_1) \approx 0$.

1б. Оба слоя термически тонкие с условиями $l_{S(1)} \ll \mu_{1S(1)}(\omega)$, $l_{S(2)} \ll \mu_{2S(2)}(\omega)$, $|r_1| > 1$ и $|r_2| > 1$, $r_i = \beta_i^{(0)} / \sigma_i$. Для этого случая получено выражение

$$\delta p_{1N} = \frac{\gamma P_0 I_0 A_{S(2)}^{(0)} (1 - R_{S(1)}^{(0)})}{2k_b^{(0)} T_{00} l_g \sigma_{1g} \sigma_{1b}} [-\delta_{2S(1)} \Theta_0 + (\delta_{2S(2)} - \delta_{2S(1)} + \delta_{3S(2)}) W_{01} - (\frac{\delta_b - \delta_{2b}}{2} - \delta_{2S(2)} + \delta_{2b}) W_{02}], \quad (25)$$

из которого следует, что $|\delta p| \propto \omega^{-1}$.

2б. Первый слой термически тонкий, второй термически толстый с условиями $l_{S(1)} \ll \mu_{1S(1)}(\omega)$, $l_{S(2)} \ll \mu_{2S(2)}(\omega)$, и $|r_1| > 1$, $|r_2| < 1$, $\exp(-\sigma_{1S(2)} l_2) \approx 0$, $\exp(-\sigma_{1S(1)} l_1) \approx 1$. Соответствующие вычисления дают выражение

$$\delta p_{1N} = \frac{\gamma P_0}{T_{00} l_g \sigma_{1g}} \left\{ \frac{I_0 [A_{S(1)}^{(0)} \beta_1^{(0)} l_1 + A_{S(2)}^{(0)} (1 - R_{S(1)}^{(0)}) \beta_2^{(0)} / \sigma_{1S(2)}] e^{-\nu}}{2k_{S(2)}^{(0)} \sigma_{1S(2)}} [-\delta_{2S(1)} \Theta_0 + (\delta_{2S(2)} - \delta_{2S(1)} + \delta_{3S(2)} + \delta_{4S(2)}) W_{01}] - \right. \\ \left. - \left[\frac{(\delta_{S(2)} - \delta_{2S(2)}) I_0 A_{S(1)}^{(0)} \beta_1^{(0)} l_1}{2} - \frac{I_0 A_{S(2)}^{(0)} (1 - R_{S(1)}^{(0)}) (\delta_{3S(2)} + \delta_{4S(2)}) \beta_2^{(0)}}{2k_{S(2)}^{(0)} \sigma_{1S(2)} \sigma_{1S(1)}} \right] W_{01} \right\} \quad (26)$$

Из (26) следует, что для этого случая частотная зависимость амплитуды нелинейного ФА – сигнала на основной частоте является достаточно сложной и описывается зависимостью

$$|\delta p| \propto A_1 \omega^{-1} + A_2 \omega^{-3/2},$$

где A_i определяются посредством термических коэффициентов и значений теплофизических коэффициентов второго слоя.

3б. Первый слой термически тонкий, второй термически толстый с условиями $l_{S(1)} \ll \mu_{1S(1)}(\omega)$, $|r_1| \gg 1$, $|r_2| \gg 1$ и $l_{S(2)} \gg \mu_{1S(2)}(\omega)$. Для этого случая имеет место выражение

$$\delta P_{1N} = \frac{\gamma P_0}{T_{00} l_g \sigma_{1g}} \left\{ \frac{I_0 [A_{S(1)}^{(0)} \beta_1^{(0)} l_1 + A_{S(2)}^{(0)} (1 - R_{S(1)}^{(0)}) \beta_2^{(0)} / \sigma_{1S(2)}] e^{-r_{1n}}}{2k_{S(2)}^{(0)} \sigma_{1S(2)}} [-\delta_{2S(1)} \Theta_0 + \right. \\ \left. + \frac{3\delta_{2S(2)} - \delta_{2S(1)} - \delta_{S(2)} + 2(\delta_{3S(2)} + \delta_{4S(2)})}{2} W_{01}] \right\}. \quad (27)$$

$$\Psi_{1N(1)}(l_1 \ll \mu_{1S(1)}, l_2 \gg \mu_{1S(2)}) =$$

$$= \begin{cases} \frac{\pi}{2} \dots \text{если} \dots [K_{1N(1)}(l_1 \ll \mu_{1S(1)}, l_2 \gg \mu_{1S(2)}) \Theta_0 + K_{1N(2)}(l_1 \ll \mu_{1S(1)}, l_2 \gg \mu_{1S(2)}) W_0] < 0, \\ -\frac{\pi}{2} \dots \text{если} \dots [K_{1N(1)}(l_1 \ll \mu_{1S(1)}, l_2 \gg \mu_{1S(2)}) \Theta_0 + K_{1N(2)}(l_1 \ll \mu_{1S(1)}, l_2 \gg \mu_{1S(2)}) W_0] > 0. \end{cases}$$

Анализ выражения (27) показывает, что для этого случая спад амплитуды нелинейного ФА – сигнала с ростом частоты описывается зависимостью

$$|\delta p| \propto B_1 \omega^{-1} + B_2 \omega^{-3/2},$$

где величины B_i сложным образом определяются посредством значения коэффициента теплопроводности второго слоя и термических коэффициентов.

С. Оба слоя прозрачные. Тогда справедливо $\exp(-l_{S(1)} \beta_1) \approx 1 - l_{S(1)} \beta_1$, $\exp(-l_{S(2)} \beta_2) \approx 1 - l_{S(2)} \beta_2$.

1с. Первый слой термически тонкий, второй термически толстый с условиями $l_{S(1)} \ll \mu_{1S(1)}(\omega)$, $l_{S(2)} \gg \mu_{1S(2)}(\omega)$, $|r_1| \gg 1$, $|r_2| \gg 1$. В результате соответствующих вычислений будем иметь

$$\delta P_{1N} = \frac{\gamma P_0 I_0 A_{S(2)}^{(0)} (1 - R_{S(1)}^{(0)}) e^{-r_{1n}}}{2k_{S(2)}^{(0)} T_{00} l_g \sigma_{1g} \sigma_{1S(2)}} [-\delta_{2S(1)} \Theta_0 + (2\delta_{2S(2)} - \delta_{2S(1)} - \delta_{S(2)}) W_{01}], \quad (28)$$

Из (28) следует, что уменьшение амплитуды ФА-сигнала с ростом частоты происходит по закону $\propto \omega^{-1}$.

2с. Первый слой термически тонкий, второй термически толстый с условиями $l_{S(1)} \ll \mu_{1S(1)}(\omega)$, $l_{S(2)} \gg \mu_{1S(2)}(\omega)$, $|r_1| \gg 1$, $|r_2| \gg 1$. Выполняя необходимые вычисления, будем иметь

$$\delta P_{1N} = \frac{\gamma P_0}{T_{00} l_g \sigma_{1g}} \left\{ \frac{I_0 [A_{S(1)}^{(0)} \beta_1^{(0)} l_1 + A_{S(2)}^{(0)} (1 - R_{S(1)}^{(0)}) \beta_2^{(0)} / \sigma_{1S(2)}] e^{-r_{1n}}}{2k_{S(2)}^{(0)} \sigma_{1S(2)}} [-\delta_{2S(1)} \Theta_0 + (\delta_{2S(2)} - \delta_{2S(1)}) W_{01}] - \right. \\ \left. - (\delta_{S(2)} - \delta_{2S(2)}) W_{01} I_0 A_{S(1)}^{(0)} \beta_1^{(0)} l_1 / 4k_{S(2)}^{(0)} \sigma_{1S(2)} \right\}, \quad (29)$$

Видно, что для этого случая частотная зависимость амплитуды генерируемого сигнала

$$|\delta p| \propto C_1 \omega^{-1} + C_2 \omega^{-3/2}$$

и, в зависимости от соотношения между параметрами C_1 и C_2 , может реализоваться, как в общем виде, так и в виде одного из зависимостей.

3с. Оба слоя термически тонкие с условиями $l_{S(1)} \ll \mu_{1S(1)}(\omega)$,

$l_{S(2)} \ll \mu_{1S(2)}(\omega)$, $|r_1| > 1$ и $|r_2| > 1$. Тогда имеет место соотношение

$$\delta P_{1N} = \frac{\gamma P_0 e^{-\gamma l}}{T_{00} l_g \sigma_{1g}} \left\{ \frac{I_0}{2k_b^{(0)} \sigma_{1b}} [A_{S(1)}^{(0)} \beta_1^{(0)} l_1 + A_{S(2)}^{(0)} (1 - R_{S(1)}^{(0)}) \beta_2^{(0)} l_2 [-\delta_{2S(1)} \Theta_0 + (\delta_{2S(2)} - \delta_{2S(1)}) W_{01} - \right. \quad (30)$$

$$\left. - (\delta_{2S(2)} + \delta_b - 2\delta_{2b}) W_{02}] + \frac{I_0 A_{S(1)}^{(0)} \delta_{3S(1)} \beta_1^{(0)} l_1}{2k_b \sigma_{1b}} \Theta_0 + \frac{I_0 A_{S(2)}^{(0)} (1 - R_{S(1)}^{(0)}) \delta_{3S(2)} \beta_2^{(0)} l_2}{2k_b \sigma_{1b}} W_{01} \right\}$$

из которого следует, что спад амплитуды этого сигнала с ростом частоты для этого случая починается закону $\propto \omega^{-1}$.

Раздел 3.4 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.

А. Предположим, что **первый слой не прозрачный**, для которого $l_{S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}$, $\exp(-l_{S(1)} \beta_1^{(0)}) \approx 0$.

1а. Считаем оба слоя **термически толстыми** с условиями $l_{S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$, $l_{S(1)} \gg \mu_{2S(1)}(\omega)$, $\mu_{2S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$, $\exp(-\sigma_{2S(1)} l_1) \approx 0$, $\exp(-\sigma_{2S(2)} l_2) \approx 0$, $l_{S(2)} \gg \mu_{2S(2)}(\omega)$. $\Theta_L = F$, $U_1 = \Theta_L$, $\Delta_4 = 0$, $\Delta_0 = e^{\sigma_{2S(2)l_2} e^{\sigma_{2S(1)l_1}} (1+b)(1+s)$, $\Theta_L = I_0 A^{(0)} (2k_s^{(0)} \sigma_s)^{-1}$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = \Delta_0$, $\Delta_3 = \Delta_5$, $\Delta_3 = e^{\sigma_{2S(2)l_2} (1+b)}$.

Выполнив соответствующие вычисления, будем иметь

$$\delta p_{2(1)}(2\omega) = \frac{\gamma p_0}{T_{00} l_g} \frac{I_0^2 (A_{S(1)}^{(0)})^2 \mu_{2g} \mu_{2S(1)}^2}{8\sqrt{2} (k_{S(1)}^{(0)})^2} e^{-i\pi/4} K_{2N(1)}(l_{S(1)} \gg \mu_{2S(1)}, \mu_{2S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}, l_{S(2)} \gg \mu_{2S(1)}) \}. \quad (31)$$

2а. Считаем оба слоя **термически толстыми** с условиями $l_{S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$, $l_{S(1)} > \mu_{2S(1)}(\omega)$, $\mu_{2S(1)} \ll \mu_{\beta(1)}(\omega)$, $l_{S(2)} \gg \mu_{2S(2)}(\omega)$. Тогда имеет место выражение

$$\delta p_{2(2)}(2\omega) = \frac{\gamma p_0}{T_{00} l_g} \frac{I_0^2 (A_{S(1)}^{(0)})^2 \mu_{2g} \mu_{2S(1)}^4 e^{-i3\pi/4}}{8\sqrt{2} (k_{S(1)}^{(0)})^2 \mu_{\beta(1)}^2} K_{2N(2)}(l_{S(1)} \gg \mu_{2S(1)}, \mu_{2S(1)} \ll \mu_{\beta(1)}, l_{S(2)} \gg \mu_{2S(2)}). \quad (32)$$

3а. Считаем первый слой **термически тонким**, **второй термически толстым** с условиями $l_{S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$, $l_{S(1)} \ll \mu_{2S(1)}(\omega)$, $\mu_{2S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$ и $l_{S(2)} \gg \mu_{2S(2)}(\omega)$. В этом случае справедливо выражение

$$\delta p_{2(3)}(2\omega) = \frac{\gamma p_0}{T_{00} l_g} \frac{I_0^2 (A_{S(1)}^{(0)})^2 \mu_{2g} \mu_{2S(2)}^2 e^{-i\pi/4}}{8\sqrt{2} (k_{S(2)}^{(0)})^2} K_{2N(3)}(l_{S(1)} \ll \mu_{2S(1)}, \mu_{2S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}, l_{S(2)} \gg \mu_{2S(2)}). \quad (33)$$

4а. Считаем оба слоя термически тонкими с условиями $l_{S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$, $l_{S(1)} \ll \mu_{2S(1)}(\omega)$, $\mu_{2S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}(\omega)$ и $l_{S(2)} \ll \mu_{2(\beta)}(\omega)$. Соответствующее вычисление приводят нас к формулы

$$\delta p_{2(4)}(2\omega) = \frac{\gamma p_0}{T_{00} l_g} \frac{I_0^2 (A_{S(2)}^{(0)})^2 (1 - R_{S(1)}^{(0)})^2 \mu_{2g} \mu_{2b}^2 e^{-i\pi/4}}{8\sqrt{2} (k_b^{(0)})^2} \times \quad (34)$$

$$\times K_{2N(4)}(l_{S(1)} \beta_1 \gg 1, l_{S(1)} \ll \mu_{2S(1)}, \mu_{2S(1)} \gg \mu_{\beta(1)}, l_{S(2)} \ll \mu_{2S(2)})$$

Величины

$$K_{2N}(l_{S(i)} \gg \mu_{2S(i)}, \mu_{2S(i)} \gg \mu_{\beta(1)}) = \frac{(\sqrt{2}-1)}{\sqrt{2}} (2\delta_{2g} - \delta_g - 2\delta_{2S(1)} - \sqrt{2}\delta_{S(1)}) + \sqrt{2}(\delta_{3S(1)} + \delta_{4S(1)}),$$

$$K_{2N(2)}(l_{S(1)} \gg \mu_{2S(1)}, \mu_{2S(1)} \ll \mu_{\beta(1)}, l_{S(2)} \gg \mu_{2S(2)}) = \frac{(\sqrt{2}-1)}{\sqrt{2}} (2\delta_{2g} - \delta_g) + (\delta_{3S(1)} + \delta_{4S(1)} - \delta_{S(1)}),$$

$$K_{2N(3)}(l_{S(1)} \ll \mu_{2S(1)}, |r_1| > 1, l_{S(2)} \gg \mu_{2S(2)}) = \frac{(\sqrt{2}-1)}{\sqrt{2}} (2\delta_{2g} - \delta_g - 2\delta_{2S(2)} - \sqrt{2}\delta_{S(2)}) + \sqrt{2}(\delta_{3S(1)} + \delta_{4S(1)}),$$

$$K_{2N(4)}(l_{S(1)} \beta_1 \gg 1, l_{S(i)} \ll \mu_{2S(i)}, |r_1| > 1) = \frac{(\sqrt{2}-1)}{\sqrt{2}} (2\delta_{2g} - \delta_g - \sqrt{2}\delta_b - 2\delta_{2b}) + \sqrt{2}\delta_{3S(1)}$$

в выражениях (31)-(34) являются искомыми нелинейными коэффициентами для соответствующих случаев и состоят из комбинации ТК теплофизических параметров, оптического коэффициента поглощения и поглощательной способности слоев.

Б. Первый слой прозрачный, второй непрозрачный. Тогда справедливо $\exp(-l_{S(2)}\beta_2^{(0)}) \approx 0$, $l_{S(1)}\beta_1 \ll 1$, $\exp(-l_{S(1)}\beta_1^{(0)}) \approx 1 - l_{S(1)}\beta_1^{(0)}$.

1б. Считаем оба слоя термически тонкими с условиями $l_{S(1)} \ll \mu_{2S(1)}(\omega)$, $l_{S(2)} \ll \mu_{2S(2)}(\omega)$, $|r_1| > 1$ и $|r_2| > 1$. В результате соответствующих вычислений будем иметь

$$\delta p_{2(5)}(2\omega) = \frac{\gamma p_0}{T_{00} l_g} \frac{I_0^2 (A_{S(2)}^{(0)})^2 (1 - R_{S(1)}^{(0)})^2 \mu_{2g} \mu_{2b}^2 e^{-i\pi/4}}{8\sqrt{2} (k_b^{(0)})^2} \times \quad (35)$$

$$\times K_{2N(5)}(l_{S(1)} \ll \mu_{2S(1)}, |r_i| > 1, l_{S(2)} \ll \mu_{2S(2)})$$

$$K_{2N(5)}(l_{S(1)} \ll \mu_{2S(1)}, |r_i| > 1, l_{S(2)} \ll \mu_{2S(2)}) = \frac{(\sqrt{2}-1)}{\sqrt{2}} (2\delta_{2g} - \delta_g - 2\delta_{2b} - \sqrt{2}\delta_b) + \sqrt{2}(\delta_{3S(2)} + \delta_{4S(2)}).$$

2б. Считаем первый слой термически тонким, второй термически толстым с условиями $l_{S(1)} \ll \mu_{2S(1)}(\omega)$, $|r_1| \gg 1$, $|r_2| \gg 1$ и $l_{S(2)} \gg \mu_{2S(2)}(\omega)$. Выполнив необходимые вычисления, получим

$$\delta p_{2(6)}(2\omega) = \frac{\gamma p_0}{T_{00} l_g} \frac{I_0^2 (A_{S(2)}^{(0)} (1 - R_{S(1)}^{(0)}))^2 \mu_{2g} \mu_{2S(2)}^2 e^{-i\pi/4}}{8\sqrt{2} (k_{S(2)}^{(0)})^2} \times \quad (36)$$

$$\times K_{2N(6)}(l_{S(1)} \beta_1 \ll 1, \beta_2 l_{S(2)} \gg 1, l_{S(1)} \ll \mu_{2S(1)}, |r_i| > 1, l_{S(2)} \gg \mu_{2S(2)})$$

$$K_{2N(6)}(I_{S(1)} \ll \mu_{2S(1)}, |r_i| > 1, I_{S(2)} \gg \mu_{2S(2)}) = \frac{(\sqrt{2}-1)}{\sqrt{2}} [2\delta_{2g} - \delta_g - 2\delta_{2S(2)} - \sqrt{2}\delta_{S(2)}] + \sqrt{2}(\delta_{3S(2)} + \delta_{4S(2)}).$$

Из выражений (31)-(36) нетрудно заметить, что лишь для одного случая (2а) частотная зависимость амплитуды возбуждаемого сигнала $\sim \omega^{-5/2}$, а во всех остальных $\sim \omega^{-3/2}$. Из анализа выражений для нелинейных коэффициентов следует, что во всех рассмотренных случаях ТК оптического коэффициента поглощения слоев входит аддитивно с величиной ТК поглощательной способности этих же слоев. Следовательно, экспериментальное измерение амплитуды этого сигнала позволяет определить не только абсолютную величину оптического коэффициента поглощения, но и её температурную зависимость.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1. Получены выражения, описывающие особенности формирования температурного поля в ФА-камере с оптически неоднородными одно- и двухслойными образцами и учитывающие температурную зависимость не только теплофизических параметров всех слоев, но также поглощательной способности и оптического коэффициента поглощения этих слоев. Также выведена система нелинейных алгебраических уравнений для определения зависимости температур поверхности первого освещаемого слоя Θ_0 , контактирующего с подложкой и ее обратной стороны W_{01} от интенсивности падающего луча. Для двухслойных систем имеет место система нелинейных алгебраических уравнений для Θ_0 , W_{01} и W_{02} -тыловой стороны второго слоя. Численным решением этих систем получены зависимости величин Θ_0 , W_{01} (для однослойных) и Θ_0 , W_{01} , W_{02} (для двухслойных образцов) от интенсивности падающего луча и выявлен существенный нагрев всех слоев образцов в ФА- экспериментах. (*Вестник ТНУ. – 2014. – № 1/3(134) – С.66-70.*, *Вестник ТНУ. – №1/1(192). – 2016. – С.154–159.* *Вестник ТНУ. Серия естественных наук. – 2017. – №4. – С. 115-121*).
2. Создана теория генерации нелинейного ФА-сигнала на первых двух гармониках, обусловленной температурной зависимостью оптического коэффициента поглощения, поглощательной способности оптически неоднородного образца и теплофизических параметров газа, образца и подложки. Выполнен анализ выражения, полученного для параметров ОГ и ВГ нелинейного ФА-сигнала и для наиболее интересных для эксперимента случаев получены простые формулы, устанавливающие зависимости амплитуды нелинейного ФА-сигнала от теплофизических и оптических параметров, их температурных коэффициентов, а также от час-

тоты модуляции и интенсивности луча. Оказалось, что вклад от температурной зависимости оптического коэффициента поглощения в ОГ нелинейного ФА- сигнала проявляется, в основном, для случая термически толстых образцов. (*Вестник ТНУ. –№1/2(196). – 2016. –С.114-118., Известия АН РТ, серия физ.мат., хим.-геол.-тех. наук. –2016. –№ 4(165). –С.42-53., Известия АН РТ, серия физ.мат., хим.-геол.-тех. наук. –2017. –№ 1(166). –С.58-69).*

3. Разработана теория генерации основной и второй гармоник нелинейного ФА-сигнала двухслойными оптически неоднородными образцами. Получены общие выражения, описывающие все особенности генерации этих гармоник, из анализа которых получены достаточно простые формулы связи между параметрами этих гармоник и оптическими и теплофизическими параметрами образцов и их термическими коэффициентами. Для целого ряда случаев, реализующихся в ФА-эксперименте, получен закон спада амплитуды этих сигналов от частоты модуляции падающего луча. Установлено, что для многих случаев эти зависимости подчиняются законам $\sim \omega^{-1}$ и $\omega^{-5/2}$. Зависимости типа $\sim \omega^{-3/2}$ появляются в комбинациях $|\delta p| \propto C_1 \omega^{-1} + C_2 \omega^{-3/2}$ и могут стать доминирующими при превалировании второго члена над первым. Из простых выражений для амплитуды нелинейного ФА- сигнала для предельных случаев следует возможность определения, как теплофизических и оптических параметров того или иного слоя, так и их термических коэффициентов, включая ТК оптического коэффициента поглощения. (*ДАН РТ. –2015. –Т.58 –№9. –С.804–812., Известия АН РТ, серия физ.мат., хим.-геол.-тех. наук. –2016. –№ 4(165). –С.42-53., Известия АН РТ, серия физ.мат., хим.-геол.-тех. наук. –2017. –№ 2(167). –С.74-87).*

Рекомендации по практическому использованию результатов:

Предложенная теория нелинейного фотоакустического отклика в оптически неоднородных одно- и двухслойных твердотельных системах с успехом может быть использована для определения:

- 1) пространственного распределения температуры в различных областях ФА-камеры в процессе выполнения соответствующего эксперимента;
- 2) абсолютного значения теплофизических и оптических параметров исследуемых величин одно - и двухслойных образцов, включая оптический коэффициент поглощения;
- 3) термических коэффициентов и, тем самым, температурную зависимость теплофизических величин и оптического коэффициента поглощения одно - и двухслойных оптически неоднородных образцов.

Список основных публикаций по теме диссертации

- 1-А. Салихов, Т.Х. Нели-нейный фотоакустический отклик оптически неоднородных твердотельных образцов: I. математическая модель проблемы/ Т.Х. Салихов, **А. Махмалатиф**, Ю.П. Ходжаев // Вестник ТНУ. –2014. –№ 1/3(134). –С.66-70.
- 2-А. Салихов, Т.Х. Теория генерации второй гармоники нелинейного фотоакустического сигнала оптически неоднородными твердыми телами/ Т.Х. Салихов, **А. Махмалатиф**, Ю.П. Ходжаев // ДАН РТ. –2015. –Т.58 –№9. –С.804–812.
- 3-А. Салихов, Т.Х. Нелинейный фотоакустический отклик оптически неоднородных твердотельных образцов: II. стационарное температурное поле/ Т.Х. Салихов, **А. Махмалатиф**, Ю.П. Ходжаев// Вестник ТНУ. –№1/1(192). –2016. –С.154–159.
- 4-А. Салихов, Т.Х. Особенности возбуждения основной гармоники нелинейного фотоакустического отклика в оптически неоднородных твердотельных образцах / Т.Х. Салихов, **А. Махмалатиф**, Ю.П. Ходжаев // Известия АН РТ. серия физ.мат., хим.-геол.-тех. наук. –2017. –№ 1(166). –С. 58-69.
- 5-А. Салихов, Т.Х. Нелинейный фотоакустический отклик оптически неоднородных двухслойных систем: I. Математическая модель проблемы/ Т.Х. Салихов, **А. Махмалатиф**, Ю.П. Ходжаев // Вестник ТНУ. –№1/2(196). – 2016. –С.114-118
- 6-А. Салихов, Т.Х. Нелинейный фотоакустический отклик двухслойных образцов с первым оптически неоднородным и вторым непрозрачным слоями: I.математическая модель проблемы / Т.Х. Салихов, **А. Махмалатиф**, Ю.П. Ходжаев // Вестник ТНУ. –№1/4(216). –2016. –С.66-71.
- 7-А. Салихов, Т.Х. Особенности возбуждения второй гармоники нелинейного фотоакустического отклика в оптически неоднородных двухслойных образцах/ Т.Х. Салихов, **А. Махмалатиф**, Ю.П. Ходжаев // Известия АН РТ, серия физ.мат., хим.-геол.-тех. наук. –2016. –№ 4(165). –С.42-53.
- 8-А. Салихов, Т.Х. Нелинейный фотоакустический отклик двухслойных образцов с первым оптически неоднородным и вторым непрозрачным слоями: II. стационарное температурное поле/ Т.Х. Салихов, **А. Махмалатиф**, Ю.П. Ходжаев // Вестник ТНУ. Серия естественных наук. –2017. –№2. –С.117-123.
- 9-А. Салихов, Т.Х. Нелинейный фотоакустический отклик оптически неоднородных двухслойных систем: II. Стационарное температурное поле/ Т.Х. Салихов, **А. Махмалатиф**, Ю.П. Ходжаев // Вестник ТНУ. Серия естественных наук. –2017. –№4. –С.115-121.

АННОТАТСИЯ

ба автореферати рисолаи Алишери Махмалатиф дар мавзӯи «Пажвоки ғайрихаттии фотоакустикии намунаҳои як ва дуқабатаи ҷисмҳои саҳти ғайриҷинсаи оптикӣ» барои дарёфти дараҷаи илмии номзадии илмҳои физикаю математика аз рӯи ихтисоси 01.04.07.-физикаи муҳитҳои конденсӣ.

Калид калимаҳо: майдони ҳароратӣ, фотоакустика, ғайрихаттигии ҳароратӣ, пажвоки ғайрихаттии фотоакустикӣ, системаҳои як ва дуқабата, гармоникаҳои якум ва дуум, ғайриҷинсагии оптикӣ.

Аз системаи муодилаҳои ғайрихаттии гармигузаронӣ барои қабатҳои газӣ, тақягоҳ ва намунаҳои як ва дуқабатаи ғайриҷинсаи оптикӣ, модели математикии тавсифдиҳандаи хусусиятҳои ташаккули майдони ҳароратии статсионарӣ ва инчунин ангиши гармоникаҳои якум ва дуум сигнали ғайрихаттии ФА дар намунаҳои ғайриҷинсаи оптикии як ва дуқабата пешниҳод карда шудааст. Фарз карда шудааст, ки пайдошавии ғайриҷинсагии оптикӣ бо аз температура вобаста будани коэффисиенти фурӯбарии оптикӣ алоқаманд аст. Ифодаҳои тавсифдиҳандаи тақсимооти фазогии ҳарорат дар камераи ФА, инчунин системаи муодилаҳои ғайрихаттии алгебравӣ барои муайянкунии вобастагии ҳароратҳои сатҳи равшаншаванда ва тарафи чапи он аз интенсивияти нур ҳосил карда шудаанд. Ҳалли адабии ин муодилаҳо барои якчанд системаҳои ғайриҷинсаи оптикии як ва дуқабатӣ нишон дод, ки вобастагии ҳарорат аз интенсивияти нур ғайрихаттӣ мебошад. Назарияи ангиши гармоникаҳои якум ва дууми сигнали ғайрихаттии ФА дар намунаи нимшаффофи ғайриҷинсаи оптикӣ бо назардошти аз ҳарорат вобаста будани коэффисиентҳои гармигузаронии ҳамаи қабатҳо, қобилияти фурӯбурд ва коэффисиенти фурӯбурди оптикӣ пешниҳод карда шудааст. Барои ҳолатҳои махсус, вобастагии амплитуда ва фазаи ин гармоникаҳо аз басомади модулятсияи нури афтанда ва коэффисиентҳои термикии параметрҳои оптикӣ ва гармофизикӣ, азҷумла коэффисиенти фурӯбурди оптикӣ ёфта шудааст.

АННОТАЦИЯ

на автореферат диссертации Алишера Махмалатифа «Нелинейный фотоакустический отклик одно-и двухслойных оптически неоднородных твердотельных систем» на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.07. – физика конденсированного состояния

Ключевые слова: Температурное поле, фотоакустика, тепловая нелинейность, нелинейный фотоакустический отклик, одно- и двухслойные системы, основная и вторая гармоника, оптическая неоднородность.

Исходя из системы нелинейных уравнений теплопроводности для газового слоя, подложки и оптически неоднородных одно- и двухслойных образцов формулирована математическая модель, описывающая особенности формирования стационарного температурного поля, а также нелинейного ФА – сигнала на основной и второй гармониках, генерируемого оптически неоднородными одно- и двухслойными образцами. Считается, что оптическая неоднородность обусловлена температурной зависимостью оптического коэффициента поглощения исследуемых систем. Получены выражения, описывающие пространственное распределение температуры в ФА-камере, а также нелинейные системы алгебраических уравнений для определения зависимости опорных температур от интенсивности падающего луча. Полученные численные решения этих уравнений для некоторых одно- и двухслойных оптически неоднородных систем показали нелинейную зависимость опорных температур от интенсивности луча. Предложена теория генерации первой и второй гармоники нелинейного ФА – сигнала в оптически неоднородных и полупрозрачных твердотельных образцах с учётом температурной зависимости коэффициентов теплопроводности всех слоев, степени черноты и оптического коэффициента поглощения образца. Для наиболее интересных случаев установлены зависимости амплитуд и фазы этих гармоник от частоты модуляции падающего луча и термических коэффициентов теплофизических и оптических параметров, включая оптический коэффициент поглощения.

ANNOTATION

of the dissertation of the Alisher Makhmalatif “Nonlinear photoacoustical response of single and double-layer optically inhomogeneous solids ” for the degree of candidate of physical and mathematical sciences in the specialty 01.04.07. – Physics of condensed matter.

Keywords: Temperature field, photoacoustics, thermal nonlinearity, nonlinear photoacoustic response, one and two layers samples, fundamental and second harmonics, optical inhomogeneity.

Based on a system of nonlinear heat conduction equations for a gas layer, a substrate, and optically inhomogeneous single and double layer samples, a mathematical model has been developed which describes the features of the formation of a stationary temperature field and a nonlinear photoacoustic (PA) signal at the fundamental and second harmonics generated by optically inhomogeneous single and double layer samples. It is assumed that the optical

inhomogeneity is due to the temperature dependence of the optical absorption coefficient of the systems under study. Expressions are obtained that describe the spatial distribution of temperature in the PA cell, as well as nonlinear systems of algebraic equations for determining the dependence of the reference temperatures on the incident beam intensity. The obtained numerical solutions of these equations for some one- and two-layer optically inhomogeneous systems have shown a nonlinear dependence of the reference temperatures on the beam intensity. A theory is proposed for generating the first and second harmonics of a nonlinear PA signal in optically inhomogeneous and semitransparency solid samples, taking into account the temperature dependence of the thermal conductivity of all layers, emissivity and the optical absorption coefficient of the sample. For the most interesting cases, the dependences of the amplitudes and phases of these harmonics on the modulation frequency of the incident beam and the thermal coefficients of thermal and optical parameters, including the optical absorption coefficient, are established.

Разрешено к печати 22.12.18. сдано в печать.12.01.2019.

Бумага офсетная. Формат 60x84 1/16. Усл. печ. лист. 1,0

Печать офсетная.

Заказ № хх. Тираж-100

Отпечатано в типографии

Таджикский национальный университет

Ул. Лахути 2