

## МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

### **ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ, ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК И УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛА НА ФОРМУ ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ**

© *В.И.Мажукин, В.В.Носов*

Институт математического моделирования РАН

С помощью математического моделирования исследуется термооптический механизм генерации акустических полей в металле при лазерном воздействии с учетом температурных зависимостей уравнения состояния, поглощательной способности и теплофизических характеристик материала. Анализируется их влияние на частотно-фазовые и амплитудные характеристики оптоакустического сигнала. Установлено в частности, что доминирующее влияние на амплитуду сигнала оказывает уравнение состояния и поглощательная способность. Фаза сигнала существенно меняется в основном при изменении поглощательной способности.

**INFLUENCE OF TEMPERATURE – DEPENDENT  
THERMODYNAMIC, OPTICAL CHARACTERISTICS  
AND STATE EQUATION OF LASER – IRRADIATED METAL  
ON SHAPE OF PHOTOACOUSTIC PULSE**

*V.I.Mazhukin, V.V.Nosov*

The thermal generation of the elastic waves is considered in laser-irradiated metal with taking into account of the temperature dependence of state equations, the thermodynamic and the optical characteristics of material. The influence of these quantities on frequency, phase and amplitude of the photoacoustic pulse is analyzed. It is shown that the state equation and the absorptivity has the major influence on the amplitude of the pulse. The phase of pulse change mainly under variation of the absorptivity.

## Введение

Физика импульсного лазерного воздействия умеренной интенсивности  $G \leq 10^9 \text{ Вт/см}^2$  на сильнопоглощающие среды (металлы, керамики) привлекает в последнее время повышенное внимание. Активно ведущиеся в этой области фундаментальные исследования во многом стимулируются потребностями лазерных технологий, в которых для высокой воспроизводимости отработанных режимов необходима надежная диагностика процессов.

Действие лазерного излучения на поглощающие среды сопровождается генерацией звуковых полей, несущих информацию о характере процессов, протекающих в приповерхностном слое. Механизмы акустических эффектов отличаются большим разнообразием и определяются как параметрами воздействующего лазерного импульса (температура энерговыделения  $\frac{\partial G}{\partial t}$ , интенсивность  $G$  и длительность  $\tau$ , так и свойствами облучаемой среды (изменение плотности  $\rho$ , теплофизические и оптические характеристики).

Наиболее известными источниками акустических возмущений в облучаемых средах являются эффекты теплового расширения, изменения агрегатных состояний (плавление, поверхностное и объемное испарение), оптический пробой и процессы плазмообразования [1–5].

Измерение акустических полей, возбуждаемых в конденсированных средах лазерным излучением, лежит в основе оптоакустической диагностики [4,5]. В пределах пространственной одномерности процессов оптоакустическая диагностика процессов сводится к измерению временной развертки импульса давления  $P(t)$ , снимаемого на обратной стороне мишени [4]. В экспериментальных исследованиях методы оптоакустической диагностики широко используются для изучения различных процессов, стимулируемых лазерным излучением в приповерхностной области и объеме конденсированных сред. Благодаря относительной простоте измерений акустические методы охватывают весьма обширный диапазон по интенсивности и длительности воздействия. По интенсивности излучения в этот диапазон включаются режимы от обычных термических до режимов с образованием лазерной плазмы в парах вещества:  $G = 10^4 \div 10^9 \text{ Вт/см}^2$ . По длительности воздействия акустическими измерениями перекрывается диапазон от наносекундного до миллисекундного. Несмотря на то, что импульсы давления, возникающие в металлах и полупроводниках, исследовались во многих работах [4–8], влияние различных факторов на форму и амплитуду оптоакустических сигналов даже в случаях простого термического расширения не определено пока с достаточной полнотой.

В данной работе с помощью математического моделирования исследуется термооптический механизм генерации акустических полей в металле (медь) в наносекундном диапазоне воздействия. В частности, рассматривается влияние уравнения состояния, оптических и теплофизических свойств вещества, с

учетом их температурной зависимости, на амплитудные и частотно-фазовые характеристики акустического сигнала.

В натуральных экспериментах полученные результаты могут соответствовать, в зависимости от исходного состояния поверхности мишени, воздействию рубинового лазера с длиной волны  $\lambda = 1.78\text{мкм}$  или неодимового лазера с длиной волны  $\lambda = 1.06\text{мкм}$ .

## § 1. Постановка задачи

На свободную поверхность плоской медной пластины воздействует лазерный импульс интенсивностью  $10 \div 100 \text{ МВт/см}^2$  наносекундной длительности. Энергия излучения поглощается в узкой приповерхностной зоне, что вызывает ее быстрый нагрев. При этом вследствие теплового расширения в зоне, охваченной тепловым возмущением, возникает сигнал давления, который распространяется вглубь материала. Радиус фокального пятна  $r$  предполагается достаточно большим по сравнению с зоной тепловыделения  $r \ll \sqrt{a\tau_L}$ , где  $a$  – коэффициент температуропроводности, а распределение интенсивности в плоскости пятна – равномерным, поэтому задача рассматривается одномерной и исследуются только продольные оптоакустические сигналы.

Для описания образования и распространения оптоакустического сигнала используется полная система уравнений гидродинамики, включающая уравнение неразрывности, уравнение движения и уравнение полной энергии, учитывающее конвективный и кондуктивный перенос. Система дополняется необходимыми уравнениями состояния, начальными и граничными условиями.

Воспользуемся следующей стандартной для данного класса задач системой обозначения и единиц измерения:

$\rho$ – плотность	г/см <sup>3</sup>
$u$ – скорость	см/сек
$p$ – давление	Бар
$\mathcal{E}$ – внутренняя энергия	Дж
$T$ – температура	°К
$\lambda$ – коэффициент теплопроводности	Вт/см °К
$C_p$ – удельная теплоемкость	Дж/г °К
$\beta$ – коэффициент теплового расширения	1/°К
$A$ – коэффициент поглощения	%
$G_0$ – макс. интенсивность лазерного излучения	Вт/см <sup>2</sup>
$\tau_L$ – полуширина лазерного импульса	нс
$u_c$ – скорость звука в меди	см/сек
$l_T$ – глубина теплового влияния	см

Приведенная к дивергентному виду, система выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2) &= -\frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho(\mathcal{E} + \frac{u^2}{2})) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u(\mathcal{E} + \frac{u^2}{2})) &= -\frac{\partial}{\partial x}(p u) + \frac{\partial}{\partial x}(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x}) \end{aligned} \quad (1)$$

$x \in [0, L], \quad t \in [t_0, t_1]$

Уравнения состояния записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(T) &= C_p(T)T \\ p(\rho, T) &= p_0 \left( \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) + \beta(T - T_0) \right) \end{aligned} \quad (2)$$

Отметим, что в качестве уравнений состояния используются простейшие соотношения. В более общем случае определение уравнения состояния твердого тела в широком диапазоне изменения параметров является сложной проблемой. Для ее решения используются специальные методы расчетов [9–11]. Результаты расчетов табулируются, и уравнения состояния используются в виде подробных таблиц.

Начальные и граничные условия:

$$\begin{aligned} t = t_0 : \\ \rho = \rho_0, u = 0, T = T_0; \\ x = 0 : \\ p = 0, -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = G(t), G(t) = A(T)G_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right)^2; \\ x = L : \\ u = 0, \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Физически эти условия означают, что в начальный момент времени все искомые величины полагаются постоянными, граница  $x = 0$  является свободной и нагревается лазерным излучением. Поглощение полагается поверхностным. Противоположная граница  $x = L$  считается закрепленной и теплоизолированной.

Основным объектом исследования является зависимость  $P(t)$  – величины давления от времени на поверхности  $x = x_p$ , которая может совпадать

с границей  $x = L$  или находиться внутри пластины:  $P(t) = p(x = x_p, t + \tau)$ . Параметр  $\tau = x_p/u_c$  обозначает задержку по времени наблюдаемого акустического сигнала по сравнению с лазерным импульсом, которая связана со временем распространения гидродинамического возмущения до глубины  $x_p$ , на которой наблюдается сигнал. Кроме того, в задаче определяется и используется при анализе результатов температура нагреваемой поверхности  $T_s(t) = T(x = 0, t)$ .

Приближение поверхностного источника соответствует случаю сильнопоглощающей среды, когда вся энергия излучения выделяется в тонком приповерхностном слое. В этом случае оптоакустический сигнал состоит из давления, определяемого поведением облучаемой поверхности и давления, формирующегося за счет объемного расширения зоны теплового влияния. Сигнал давления, получаемый из решения рассматриваемой системы уравнений, включает в себя и поверхностную, и объемную составляющую. После выхода из зоны, охваченной тепловым возмущением, сигнал без искажений распространяется до глубины  $x_p$ . Однако, если оптоакустический сигнал наблюдается на задней границе  $x = L$ , которая полагается закрепленной, то вследствие отражения он будет иметь в два раза большую амплитуду, чем тот же сигнал, но наблюдаемый во внутренних точках области.

Для решения рассматриваемой краевой задачи применялся метод динамической адаптации, описанный в работах [12,13].

## § 2. Анализ результатов

Рассмотрим и проанализируем изменения амплитудных и частотных характеристик оптоакустического сигнала, связанные с температурными зависимостями теплофизических —  $\lambda(T), C_p(T)$  и оптических —  $A(T)$  свойств металла и уравнений состояния. При повышении температуры у большинства металлов увеличивается теплоемкость, уменьшается теплопроводность и увеличивается поглощательная способность. Что касается изменений уравнения состояния, то для рассматриваемого нами простейшего случая их можно свести к ускорению или замедлению теплового расширения. Для численного моделирования воспользуемся следующими соотношениями, характерными для меди [14,15].

$$\begin{aligned} A(T) &= A_0(1 + K_A \Delta T), & A_0 &= 0.05, & K_A &= 2.8 \cdot 10^{-3}; \\ C_p(T) &= C_{p0}(1 + K_C \Delta T), & C_{p0} &= 0.396, & K_C &= 2.1 \cdot 10^{-4}; \\ \lambda(T) &= \lambda_0(1 - K_\lambda \Delta T), & \lambda_0 &= 4.02, & K_\lambda &= 2.4 \cdot 10^{-4}; \\ \rho(T) &= \rho_0(1 - \beta_0 \Delta T), & \rho_0 &= 8.56, & \beta_0 &= 6.72 \cdot 10^{-5}; \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\Delta T$  – приращение температуры,  $\Delta T = T - T_0$ ,  $T_0$  – комнатная температура. В некоторых расчетах будет использоваться также следующая температурная зависимость для теплопроводности:

$$\lambda_5(T) = \begin{cases} \lambda_0(1 - 5 \cdot 10^{-5} K^{-1} \Delta T), & T \leq 860^\circ K \\ 0.33 * \lambda_0, & T > 860^\circ K \end{cases} \quad (5)$$

Полуширина лазерного импульса во всех расчетах составляла  $\tau_L = 50$  нс, а интенсивность менялась в диапазоне  $G_0 = 10^7 \div 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. При таких параметрах воздействия температура поверхности в проведенных расчетах не превышала температуру плавления  $T_m = 1356^\circ K$  для меди. Максимальное приращение температуры в этом случае равно  $\Delta T = T_{melt} - T_0 = 1056^\circ K$ , а наибольшие возможные отклонения коэффициентов от их значений при комнатной температуре составляют:

$$A_{max} \simeq 3.0 A_0, C_{p,max} \simeq 1.25 C_{p,0}, \lambda_{min} \simeq 0.75 \lambda_0, \lambda_{5,min} \simeq 0.33 \lambda_0. \quad (6)$$

Соотношения (6) показывают, что при использовании характерных для меди зависимостей (4) относительное изменение поглощательной способности примерно на порядок превышает относительное изменение теплопроводности и теплоемкости. С другой стороны, зависимость теплопроводности (5) задана так, что с увеличением температуры величина ее уменьшается во столько же раз, во сколько увеличивается величина поглощательной способности.

Анализ оптоакустических сигналов производится по следующей схеме. Каждая из исследуемых характеристик –  $A_0, C_{p0}, \lambda_0, \beta$  – может быть либо постоянной, либо линейно зависящей от температуры. Сигнал, соответствующий постоянным значениям при заданной интенсивности, полагается базовым и ему присваивается индекс 0. Варьируя далее один или несколько параметров и интенсивность  $G_0$  и сравнивая получаемые оптоакустические сигналы с базовым и между собой, мы исследуем влияние этих параметров.

Для удобства описания сигналов обозначим через  $t'_{max}$  и  $t'_{min}$  моменты времени, когда давление достигает максимального и минимального значений. Верхний индекс означает номер данного набора параметров (номер расчета) в данной группе. Введем обозначения также для максимального и минимального значений давления:

$$P'_{max} = P'(t'_{max}), P'_{min} = P'(t'_{min}).$$

Сигнал давления, соответствующий постоянным значениям параметров  $A, C_p, \lambda$ , может быть описан в рамках линейной теории и совпадает с выводимой из нее линейной оценкой [4]:

$$\Delta p = \left( a\beta\rho \frac{\partial T_s}{\partial t} \right) \quad (7)$$

Сигнал включает в себя две полуволны, формально соответствующие тепловому расширению и  $\frac{\partial T_s}{\partial t} > 0$ , замедлению и сжатию  $\frac{\partial T_s}{\partial t} \leq 0$ . Амплитуда верхней полуволны у большинства металлов примерно в два раза больше амплитуды нижней [4,16]. Длительности полуволн оптоакустического сигнала металлов соответствуют длительностям полуволн  $\frac{\partial G}{\partial t}$ . Ширина каждой из них для гауссовской формы импульса примерно равна  $2.5\tau_L$ , однако сигнал  $\frac{\partial T_s}{\partial t}$  смещен относительно  $\frac{\partial G}{\partial t}$  по времени в положительном направлении. В нашем случае для  $\tau_L = 50$ нс линейный сигнал давления достигает максимума в момент  $t_{max} \simeq -20$ нс и минимума при  $t_{min} \simeq 65$ нс. При возрастании интенсивности  $G_0$  значения экстремумов пропорционально возрастают при неизменной форме сигнала.

**Влияние теплофизических характеристик.** Анализ влияния изменения параметров начнем с температурных зависимостей коэффициентов теплопроводности и теплоемкости. Рассмотрим следующие наборы зависимостей для характеристик:

$$\begin{aligned} i=0: & A=\text{const}, C_p=\text{const}, \lambda=\text{const}; \\ i=1: & A=\text{const}, C_p = C_p(T), \lambda = \lambda(T); \\ i=2: & A=\text{const}, C_p = C_p(T), \lambda = \lambda_5(T). \end{aligned} \quad (I)$$

Расчет для каждого набора сделан при  $G = 7 \cdot 10^7 \text{Вт/см}^2$  и  $G = 10^8 \text{Вт/см}^2$ . Соответствующие графики температуры и давления приведены на рис. 1,2.

Как видно на рис. 2, изменения теплоемкости и теплопроводности не оказывают влияния на частоту и фазу оптоакустического сигнала,  $t_{max}^i = t_{max}^0$ ,  $t_{min}^i = t_{min}^0$ ,  $i=1,2$ . Амплитуды положительной и отрицательной ветвей сигнала уменьшаются в обоих расчетах. Данные сопоставления величин  $P_{max}$  и  $P_{min}$  расчетов  $i=1,2$  с соответствующими величинами линейного сигнала  $i=0$  приведены в таблице 1.

Таблица 1:

	$G_0 = 7 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$	$G_0 = 10^8 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$
$i=1:$	$P_{max} \simeq 0.90 P_{max}^0$ $P_{min} \simeq 0.80 P_{min}^0$	$P_{max} \simeq 0.85 P_{max}^0$ $P_{min} \simeq 0.80 P_{min}^0$
$i=2:$	$P_{max} \simeq 0.80 P_{max}^0$ $P_{min} \simeq 0.65 P_{min}^0$	$P_{max} \simeq 0.75 P_{max}^0$ $P_{min} \simeq 0.65 P_{min}^0$

Сравнение амплитуд сигнала  $i=1$ , посчитанного с использованием характерных для меди температурных зависимостей  $C_p(T)$  и  $\lambda(T)$  (4) и линейного

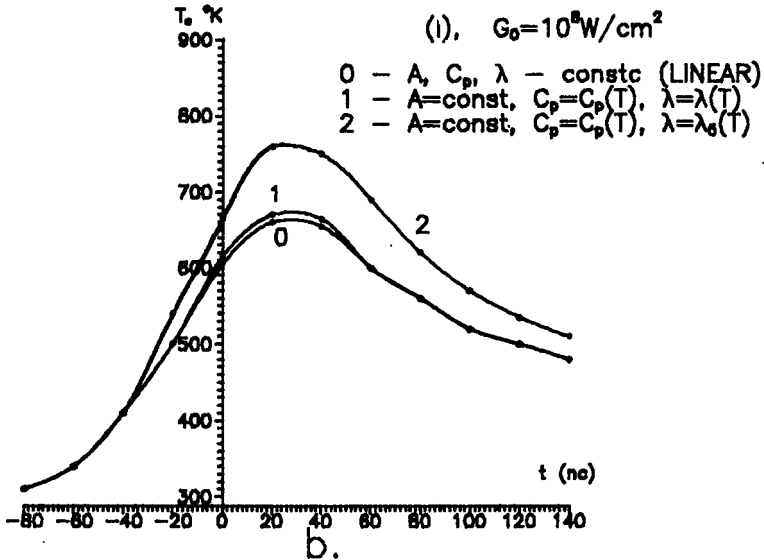
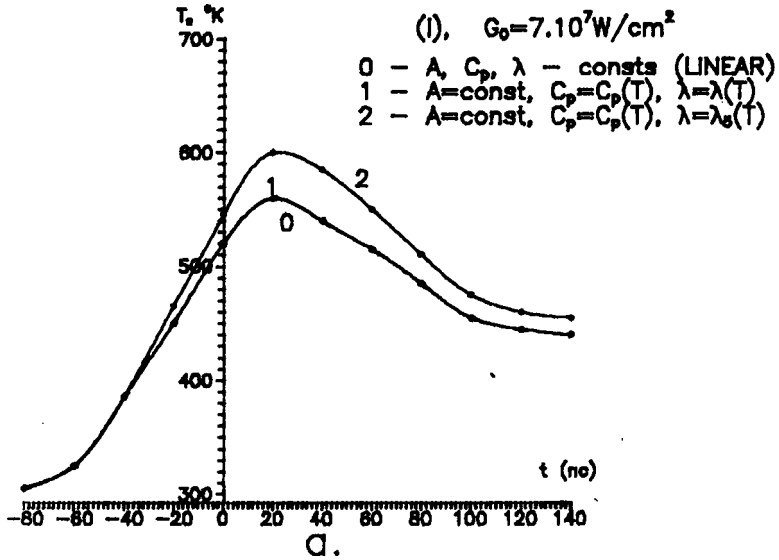


Рис.1 Зависимости  $T_s(t)$  для расчетов группы (I) при значениях интенсивности  $G_0 = 7 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$  - (а) и  $G_0 = 10^8 \text{ Вт/см}^2$  - (б)



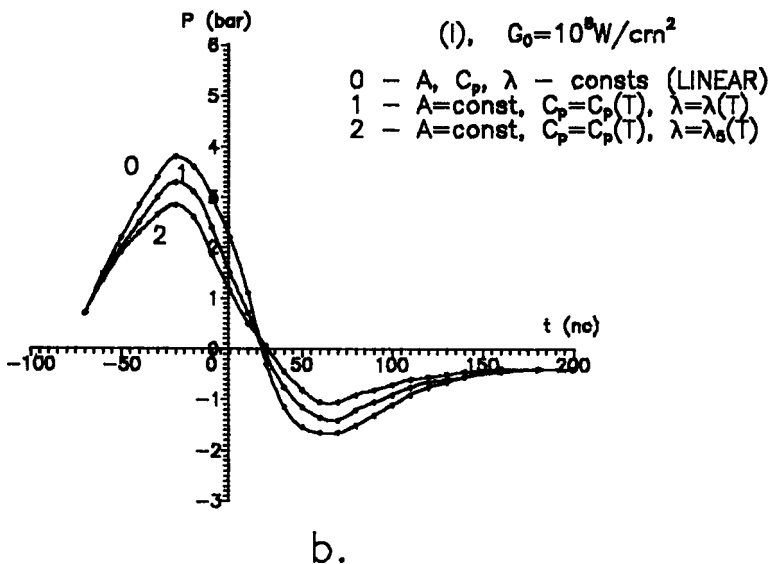
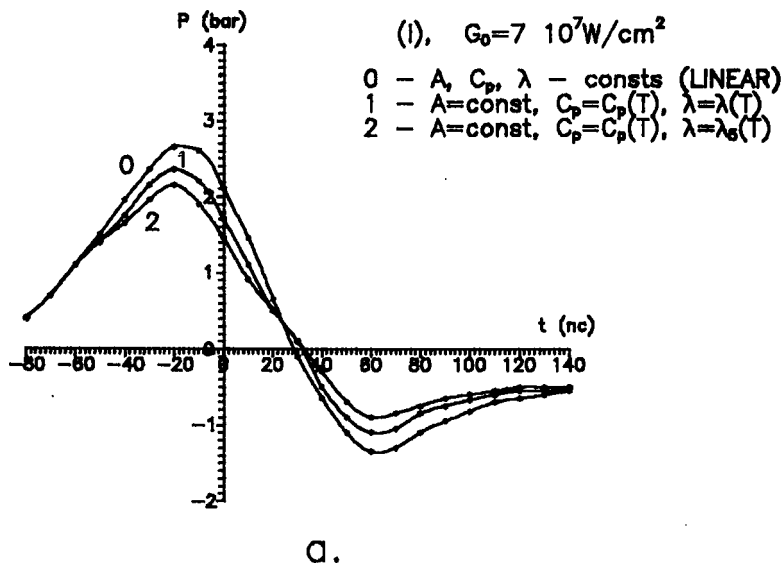


Рис.2 Оптоакустические сигналы  $P(t)$  для расчетов группы (I) при значениях интенсивности  $G_0 = 7 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$  - (а) и  $G_0 = 10^8 \text{ Вт/см}^2$  - (б)

сигнала  $i=0$  показывает, что уменьшение амплитуды в этом случае незначительно и составляет 10–15% в случае максимума и 20% в случае минимума (табл. 1,  $i=1$ ). С увеличением интенсивности отношение  $P_{max}^1/P_{max}^0$  уменьшается, а  $P_{min}^1/P_{min}^0$  остается неизменным. В расчетах  $i=2$ , где использовалась более сильная зависимость теплопроводности от температуры  $\lambda_5(T)$  (5), уменьшение амплитуд сигнала более значительно и составляет 20–25% для величины максимума и 35% для величины минимума (табл. 1,  $i=2$ ). Также как и для расчета  $i=1$ , отношение  $P_{min}^2/P_{min}^0$  для разных интенсивностей одинаково, а отношение  $P_{max}^2/P_{max}^0$  незначительно меняется.

Сравнение результатов расчетов  $i=1$  и  $i=2$  позволяет также учесть влияние теплоемкости и теплопроводности. Согласно выражению для линейного сигнала (7), амплитуда сигнала пропорциональна  $a\rho = \frac{\lambda}{C_p}$ , и, следовательно, уменьшается с уменьшением  $\lambda$  и увеличением  $C_p$ . С другой стороны, сигнал давления пропорционален также  $\frac{\partial T_s}{\partial t}$ . Как видно на рис. 1, величина  $T_s$  и  $\frac{\partial T_s}{\partial t}$  расчетов 2 существенно превышает соответствующие величины линейного сигнала, тогда как для расчетов  $i=1$  они практически совпадают. Из этого следует, что уменьшение теплопроводности увеличивает производную  $\frac{\partial T_s}{\partial t}$ , а увеличение теплоемкости уменьшает, причем при одинаковых коэффициентах  $K_C$  и  $K_\lambda$  влияние обоих факторов компенсируется. Таким образом, можно констатировать, что увеличение теплоемкости однозначно является ослабляющим фактором. Действие же теплопроводности проявляется двояко. Уменьшения коэффициента теплопроводности приводит к уменьшению теплоотода в объем материала и к увеличению скорости нагрева приповерхностных слоев. Тем самым возрастает вклад в оптоакустический сигнал поверхностного нагрева, характеризуемого производной  $\frac{\partial T_s}{\partial t}$ . Но в то же время из-за пространственной локализации тепловых процессов уменьшается вклад от объемного расширения вещества. Как показывают результаты в таблице 1, поверхностный нагрев не в состоянии полностью компенсировать уменьшение сигнала, вызываемого пространственной локализацией тепловых процессов. В конечном итоге, уменьшение теплопроводности вызывает ослабление оптоакустического сигнала, хотя и не в столь значительной мере, как увеличение теплоемкости.

В целом на основании расчетов  $i=0,1,2$  можно сделать вывод, что температурные изменения теплопроводности и теплоемкости, характерные для металлов, не влияют на частотно-фазовые параметры сигнала, а сказываются только на его амплитуде, уменьшая ее на 10–40%. При этом ослабляющее влияние теплоемкости более существенно, чем влияние теплопроводности, а амплитуда минимума уменьшается сильнее, чем амплитуда максимума.

Влияние поглощательной способности. Перейдем теперь к анализу отклика оптоакустического сигнала на температурную зависимость поглощательной способности и сопоставлению его с влиянием теплофизических

характеристик. Результаты расчетов группы (II) при тех же значениях интенсивности  $G = 7 \cdot 10^7 \text{Вт/см}^2$  и  $G = 10^8 \text{Вт/см}^2$ , что и для группы (I), приведены на рис. 3,4.

$$\begin{aligned}
 i = 3: & A = A(T), C_p = \text{const}, \lambda = \text{const}; \\
 i = 4: & A = A(T), C_p = C_p(T), \lambda = \lambda(T); \\
 i = 5: & A = A(T), C_p = C_p(T), \lambda = \lambda_5(T).
 \end{aligned}
 \tag{II}$$

Отношения амплитуд сигналов  $i=3,4,5$  к амплитуде линейного сигнала  $i=0$  группы (I) приводятся в таблице 2.

Таблица 2:

	$G_0 = 7 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$	$G_0 = 10^8 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$
$i=3:$	$P_{\max} \simeq 2.05 P_{\max}^0$ $P_{\min} \simeq 1.90 P_{\min}^0$	$P_{\max} \simeq 3.15 P_{\max}^0$ $P_{\min} \simeq 3.05 P_{\min}^0$
$i=4:$	$P_{\max} \simeq 1.75 P_{\max}^0$ $P_{\min} \simeq 1.50 P_{\min}^0$	$P_{\max} \simeq 2.40 P_{\max}^0$ $P_{\min} \simeq 2.10 P_{\min}^0$
$i=5:$	$P_{\max} \simeq 1.60 P_{\max}^0$ $P_{\min} \simeq 0.95 P_{\min}^0$	

Сравнение расчета  $i=3$  с быстро увеличивающейся поглощательной способностью  $A(T)$  (4) и линейного сигнала  $i=0$  выявляет прежде всего изменение времени достижения максимума (рис. 4). В расчете  $i=3$  для  $G = 7 \cdot 10^7 \text{Вт/см}^2$  и  $G = 10^8 \text{Вт/см}^2$ , то есть максимум давления достигается в момент максимальной интенсивности излучения  $t_{\max} \simeq t = 0 \text{нс}$ , тогда как в расчете  $i=0$   $t_{\max}$  намного меньше и равно примерно  $t \simeq -25 \text{нс}$ . Амплитуда обеих ветвей сигнала существенно превосходят соответствующие амплитуды линейного сигнала. При  $G = 7 \cdot 10^7 \text{Вт/см}^2$  величины  $P_{\max}^3$  и  $|P_{\min}^0|$  превосходят  $P_{\max}^0$  и  $|P_{\min}^0|$  в два раза, а при  $G = 10^8 \text{Вт/см}^2$  – более чем в три раза (табл. 2,  $i=3$ ). Отметим также, что отношение амплитуд положительной и отрицательной полуволи  $P_{\max} / P_{\min}$  для расчетов  $i=3$  такое же, как и для соответствующих по интенсивности расчетов  $i=0$  группы (I) (рис. 4).

Результаты расчетов  $i=3$  в целом позволяют сделать вывод, что воздействие переменной поглощательной способности изменяет фазу положительной ветви сигнала и значительно увеличивает амплитуды обеих ветвей.

С помощью расчетов  $i=4$  и  $i=5$  группы (II) (рис. 4) количественно сравним влияние на сигнал переменных поглощательной способности и теплофизических характеристик. Как видно на графике "4" рис. 4а, положительная ветвь сигнала при  $G = 7 \cdot 10^7 \text{Вт/см}^2$  начинается несколько раньше положительной ветви сигнала  $i=3$  и максимум достигается в момент  $t_{\max} \simeq -10 \text{нс}$ . Амплитуды сигналов  $i=4$  несколько меньше, чем при  $i=3$ , но

значительно больше, чем у линейного сигнала, то есть усиливающее влияние на импульс поглотательной способности  $A(T)$  превосходит ослабляющее влияние теплофизических характеристик  $C_p(T)$  и  $\lambda(T)$ . Для интенсивности  $G = 7 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$  и  $G = 10^8 \text{ Вт/см}^2$  величины  $P_{max}^4$  составляют  $1.75P_{max}^0$  и  $2.4P_{max}^0$  соответственно (табл. 2,  $i=4$ ). Величины минимумов несколько меньше —  $P_{min}^4 \approx 1.50P_{min}^0$ ,  $P_{min}^4 \approx 2.10P_{min}^0$  для тех же значений интенсивности. Следовательно, различное влияние теплофизических характеристик на положительную и отрицательную ветви, отмеченное при рассмотрении группы (I), наблюдается и в случае сочетания этого влияния с влиянием поглотательной способности. Расчеты  $i=5$  (графики "5" на рис.4), в которых для теплопроводности используется зависимость  $\lambda_5(T)$  (5), позволяет сопоставить влияние поглотательной способности и теплопроводности в случае, когда скорость их изменения с температурой примерно совпадает. В расчете  $i=5$  при  $G = 7 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$   $A(T)$  увеличивается, а  $\lambda(T)$  уменьшается примерно в 3 раза. Величина максимума  $P_{max}$  этого сигнала в 1.6 раза больше, чем у соответствующего линейного, а величина минимума  $P_{min}$  на 5% меньше. Следовательно, при одинаковой скорости изменения  $A$  и  $\lambda$ , влияние поглотательной способности на положительную ветвь сигнала превосходит влияние теплопроводности, а для отрицательной ветви противоположное влияние двух факторов взаимокompенсируется.

В целом проведенный анализ показывает, что при использовании обычных зависимостей оптических и теплофизических характеристик (4) влияние увеличивающейся поглотательной способности на амплитуду доминирует, однако в случае особо быстрого уменьшения теплопроводности амплитуда отрицательной ветви может остаться неизменной.

В заключении анализа группы (II) рассмотрим вопрос о взаимосвязи изменений оптоакустического сигнала, связанных с теплофизическими характеристиками и поглотательной способностью. Для этого сравним две пары расчетов, в каждой из которых теплофизические характеристики либо постоянны, либо меняются с температурой, но при этом в первой паре поглотательная способность постоянна, а во второй — увеличивается с температурой. Если отношение амплитуд сигналов в обеих парах примерно одинаково, то влияние каждого из рассматриваемых факторов не зависит от влияния другого, в противном случае они связаны. Необходимые пары составим из расчетов  $i=0$  и  $i=1$  группы (I) и расчетов  $i=3$  и  $i=4$  группы (II). Отношения  $P^1/P^0$  приведены в таблице 1,  $i=1$ , а отношения  $P^4/P^3$  — в таблице 2,  $i=4$ . Для расчетов с интенсивностью  $G = 7 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$  соответствующие отношения совпадают —  $P_{max}^1/P_{max}^0 = 0.9$  и  $P_{min}^1/P_{min}^0 = 0.8$  (расчеты с постоянной поглотательной способностью) и  $P_{max}^4/P_{max}^3 = 0.85$ ,  $P_{min}^4/P_{min}^3 = 0.8$  (расчеты с переменной поглотательной способностью). При переходе к большей интенсивности  $G = 10^8 \text{ Вт/см}^2$  различия между группами увеличиваются —

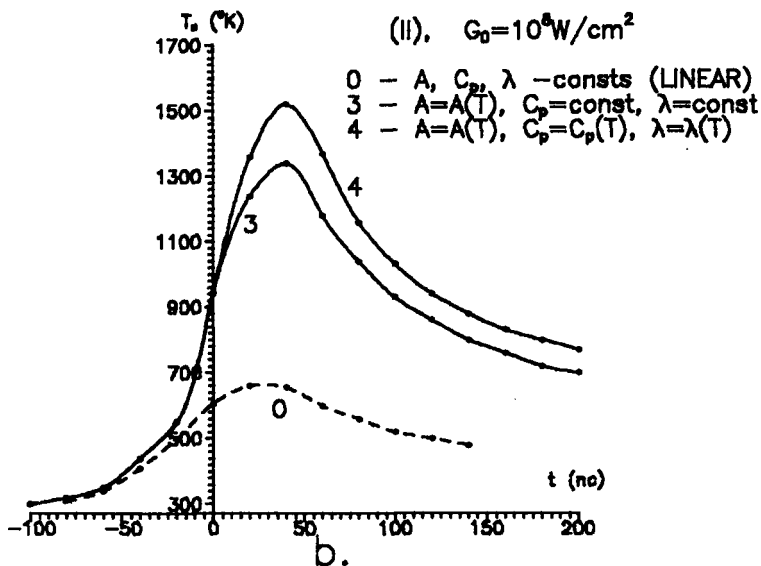
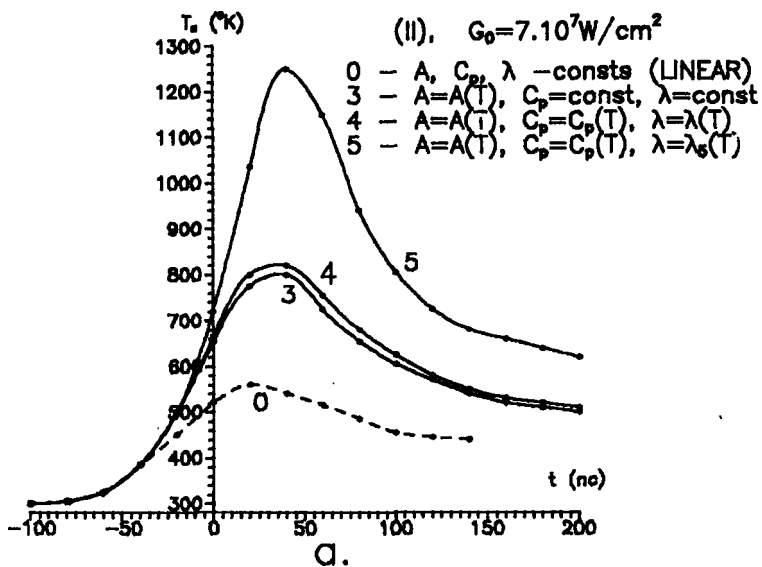


Рис.3 Зависимости  $T_s(t)$  для расчетов группы (II) при значениях интенсивности  $G_0 = 7 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$  - (а) и  $G_0 = 10^8 \text{ Вт/см}^2$  - (б)

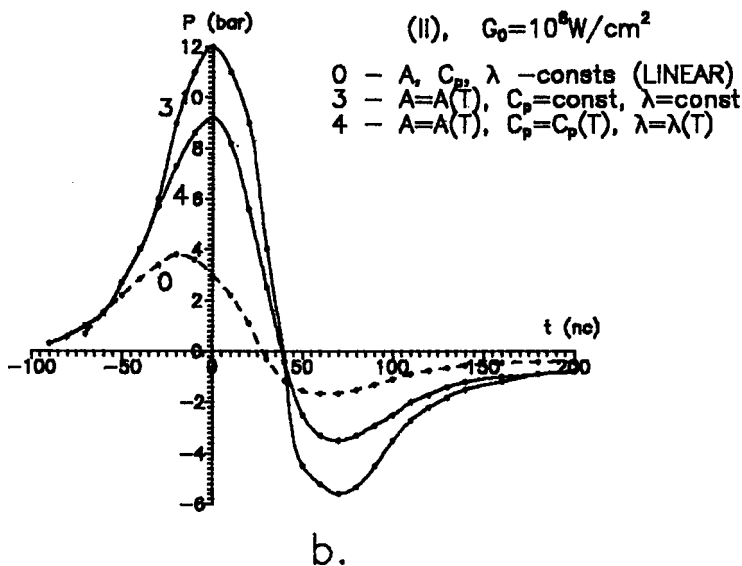
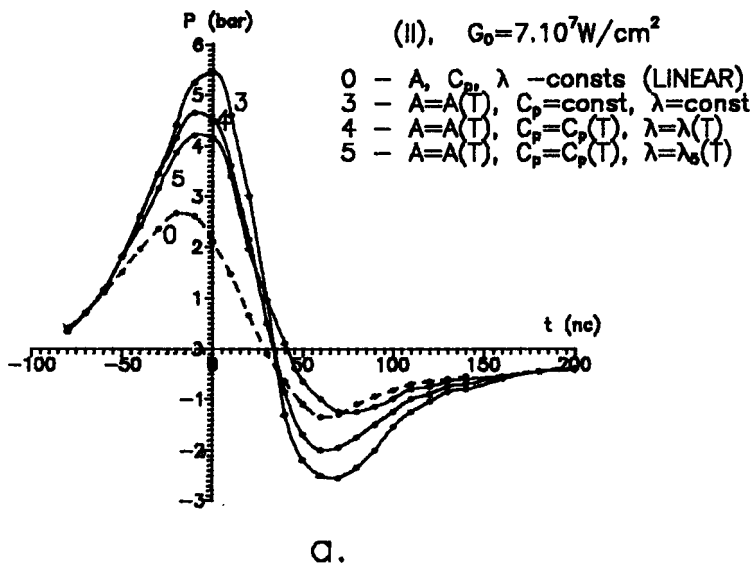


Рис.4 Оптоакустические сигналы  $P(t)$  для расчетов группы (II) при значениях интенсивности  $G_0 = 7 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$  - (а) и  $G_0 = 10^8 \text{ Вт/см}^2$  - (б)

$P_{max}^1/P_{max}^0 = 0.85$ ,  $P_{min}^1/P_{min}^0 = 0.8$  при  $A = \text{const}$  и  $P_{max}^4/P_{max}^3 = 0.75$ ,  $P_{min}^4/P_{min}^3 = 0.65$  при  $A = A(T)$ . Дополнительную информацию о взаимосвязи влияния поглотательной способности и теплофизических характеристик можно получить, сравнив отношения  $P^2/P^0$  группы (I) (табл. 1,  $i=2$ ) с отношениями  $P^5/P^3$  группы (II) (табл. 3,  $i=5$ ).

Таблица 3:

	$G_0 = 7 \cdot 10^7 \frac{Bm}{cm^2}$	$G_0 = 10^8 \frac{Bm}{cm^2}$
$i=4$ :	$P_{max}^4 \approx 0.85 P_{max}^3$ $P_{min}^4 \approx 0.80 P_{min}^3$	$P_{max}^4 \approx 0.75 P_{max}^3$ $P_{min}^4 \approx 0.65 P_{min}^3$
$i=5$ :	$P_{max}^5 \approx 0.75 P_{max}^3$ $P_{min}^5 \approx 0.50 P_{min}^3$	

Таким образом, можно заключить, что влияние на оптоакустический сигнал поглотательной способности и теплофизических характеристик связаны друг с другом и взаимосвязь усиливается с увеличением интенсивности поверхностных процессов.

**Влияние интенсивности излучения.** В предыдущих двух пунктах основное внимание было уделено сравнению оптоакустических сигналов, полученных при различных комбинациях теплофизических и оптических характеристик, и анализу отличий получаемых сигналов от линейного. Рассмотрим теперь поведение величины максимума и минимума сигнала, получаемого для неизменного набора характеристик, при увеличении интенсивности. Кривые, интерполирующие значения  $P_{max}$  и  $P_{min}$ , соответствующие наборам характеристик  $i=0,1,2$  группы (I) со значениями интенсивности  $G = 1, 3, 5, 7, 8, 10 \cdot 10^7$ , приведены на рис. 5а. Амплитуда оптоакустического сигнала, получаемого в рамках линейной модели, должна прямо пропорционально возрастать с увеличением интенсивности, и линейные зависимости "0" для значений  $P_{max}$  и  $P_{min}$  согласуются с этим. Зависимости  $P_{max}$  и  $P_{min}$  от интенсивности для расчетов  $i=1$  и  $i=2$  также представляются прямыми линиями, что означает постоянство отношения амплитуд этих сигналов к амплитуде линейного. Этот же результат можно сформулировать по-другому – влияние на сигнал температурных изменений теплофизических характеристик не меняется с интенсивностью (рис. 5а). Кривые  $P_{max}(G_0)$  и  $P_{min}(G_0)$ , соответствующие наборам параметров  $i=3,4,5$  группы (II) (рис. 5б), показывают, что для переменной поглотательной способности амплитуда сигнала нелинейно возрастает с интенсивностью. При аппроксимации значений  $P_{max}$  расчетов 3,4,5 функциями вида  $Y = \alpha X^p$  (графики "3", "4" и "5" на рис.6) значения показателя степени  $p$  составили 1.52, 1.41, 1.26 соответственно. Степень нелинейности, таким образом, максимальна при учете только влияния поглотательной способности и уменьшается при подключении ослабляющих

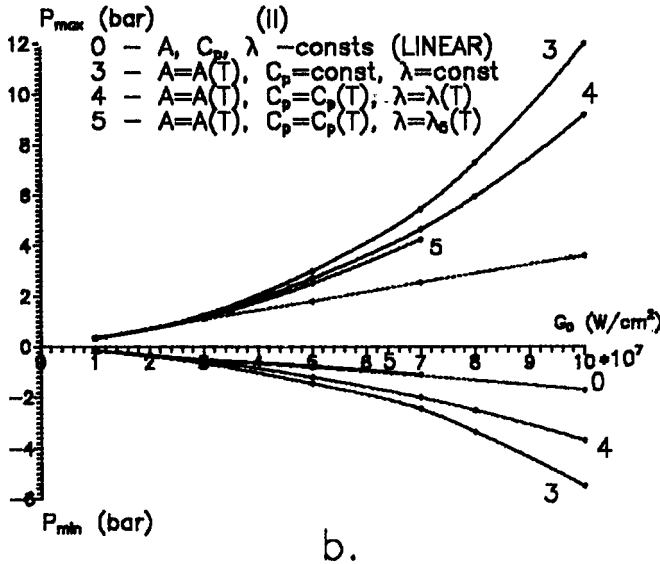
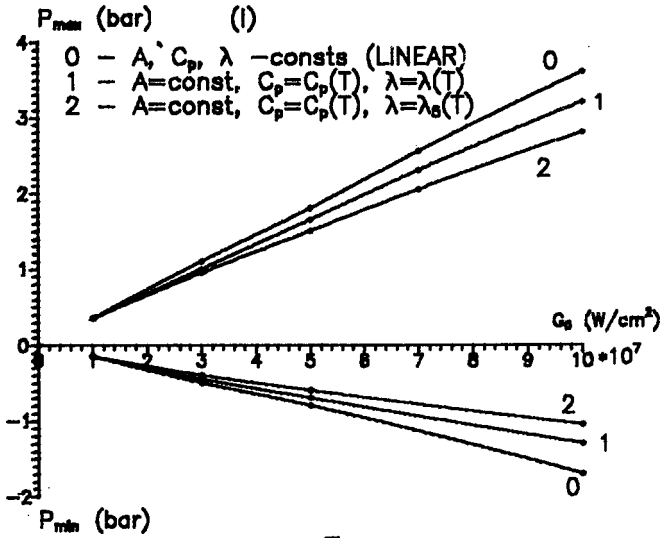


Рис.5 Зависимости величин минимума и максимума оптоакустического сигнала  $P(t)$  от интенсивности  $G_0$  для расчетов группы (I) - (a) и (II) - (b)



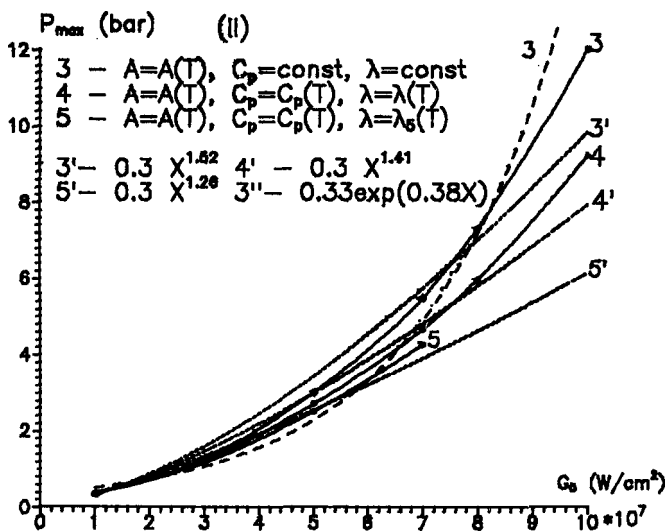


Рис.6 Зависимости величин максимума оптоакустического сигнала  $P(t)$  от интенсивности  $G_0$  для расчетов группы (II) (сплошные линии) и графики аппроксимирующих эти зависимости степенных и экспоненциальной функций (пунктирные линии)

факторов теплоемкости и теплопроводности. Более того, из соотношения реального – "3" и аппроксимирующего степенного – "3'" графиков для расчета 3 видно, что в действительности и сама степень нелинейности возрастает с увеличением  $G_0$  и зависимость  $P_{max}(G_0)$  приближается к экспоненциальной (график "3''" на рис. 6).

Влияние уравнения состояния. Перейдем к анализу влияния на оптоакустический сигнал температурных изменений уравнения состояния. Рассмотрим простейшую форму таких изменений и построим два новых уравнения состояния, задав коэффициент  $\beta$  в виде ступенчатой функции с разрывом в точке  $T^*$ :

$$p = p_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) + \beta_1 (T - T_0), \quad \beta_1 = \beta_0 \chi(T^* - T) + 2\beta_0 \chi(T - T^*); \quad (8)$$

$$p = p_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) + \beta_2 (T - T_0), \quad \beta_2 = \beta_0 \chi(T^* - T) + \frac{1}{2} \beta_0 \chi(T - T^*); \quad (9)$$

$$T^* = 346^\circ \text{K}.$$

где  $\chi(x)$  - единичная функция Хевисайда.

$$\chi(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$$

В качестве  $T^*$  выбиралась  $T \approx 350^\circ\text{K}$ . Физический смысл приведенных уравнений состояния в том, что, начиная с некоторой температуры, тепловое расширение тела соответственно ускоряется или замедляется в два раза. Зависимость равновесного значения плотности  $\rho(T)$  для каждого из уравнений состояния (8) и (9) имеет излом при температуре  $T = T^*$ .

Проанализируем сначала влияние уравнения состояния (8). Соответствующие расчеты проведены при  $G = 8 \cdot 10^7 \text{Вт/см}^2$  и  $G = 10^8 \text{Вт/см}^2$  для следующих наборов оптических и теплофизических параметров:

$$\begin{aligned} i = 1: & A = \text{const}, C_p = \text{const}, \lambda = \text{const}; \\ i = 2: & A = \text{const}, C_p = C_p(T), \lambda = \lambda(T); \\ i = 3: & A = A(T), C_p = \text{const}, \lambda = \text{const}; \\ i = 4: & A = A(T), C_p = C_p(T), \lambda = \lambda(T). \end{aligned} \quad (\text{III})$$

На рис. 7,8 приведены зависимости  $T_S(t)$  и  $P(t)$  для группы (III). При этом на рис. 7 приводятся только две температурные зависимости – расчетов  $i=2$  и  $i=4$ , так как графики  $T_S(t)$  расчетов  $i=1$  и  $i=3$  практически совпадают с ними. Кроме того, выполненные расчеты показали, что изменения коэффициента  $\beta$  очень слабо влияет на температуру поверхности, и графики  $T_S(t)$  на рис. 7 соответствуют одновременно уравнениям состояния (2), (8) и (9). На рис. 8 и 9 в дополнение к графикам  $P(t)$  расчетов  $i=1,2,3,4$ , приводятся графики  $P(t)$  "0" и "3(I)" расчетов с такими же, как и в расчетах  $i=1$  и  $i=3$ , значениями  $A$ ,  $C_p$  и  $\lambda$  и интенсивности излучения  $G_0$ , но проведенных с постоянным значением коэффициента объемного расширения  $\beta = \text{const}$  (уравнение состояния (2)).

Отношения амплитуд сигналов группы (III) к линейному сигналу приведены в таблице 4.

Таблица 4:

	$G_0 = 8 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$	$G_0 = 10^8 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$
$i=1:$	$P_{\max} \approx 1.10 P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 2.45 P_{\max}^0$	$P_{\max} \approx 1.25 P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 2.85 P_{\max}^0$
$i=2:$	$P_{\max} \approx 1.00 P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 2.00 P_{\max}^0$	$P_{\max} \approx 1.05 P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 2.35 P_{\max}^0$
$i=3:$	$P_{\max} \approx 3.65 P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 6.50 P_{\max}^0$	$P_{\max} \approx 6.35 P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 10.9 P_{\max}^0$
$i=4:$	$P_{\max} \approx 2.85 P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 5.45 P_{\max}^0$	$P_{\max} \approx 3.95 P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 6.20 P_{\max}^0$

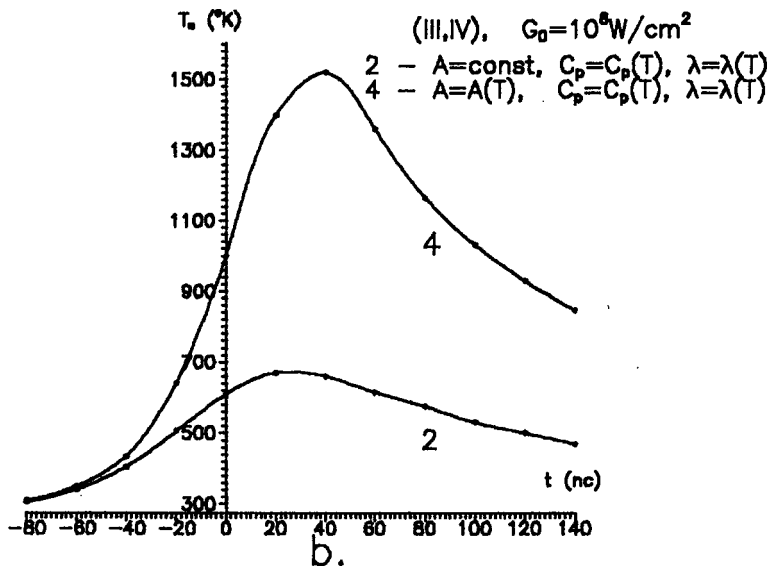
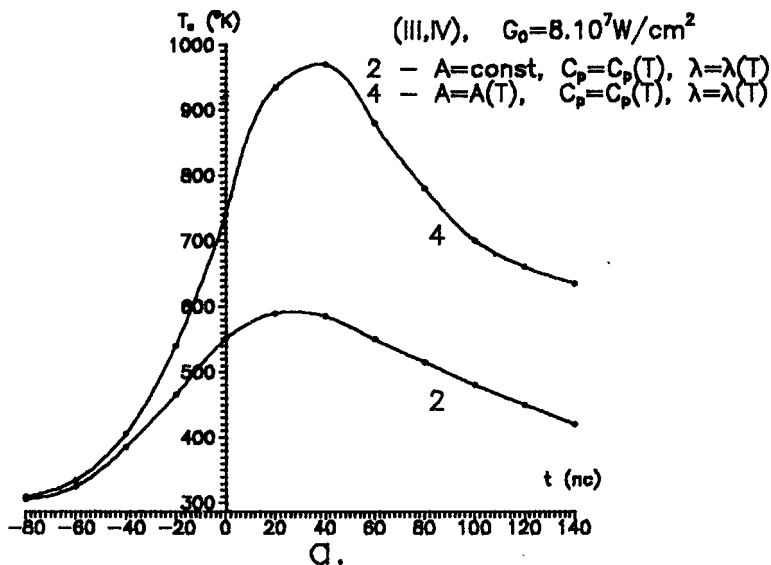
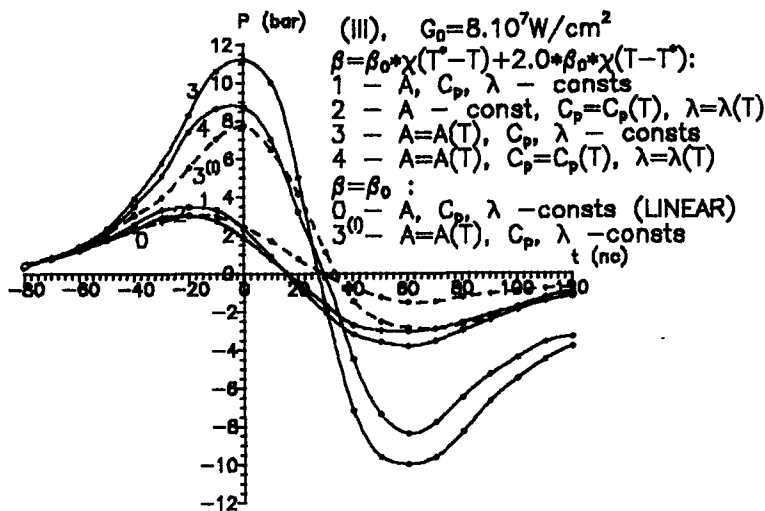
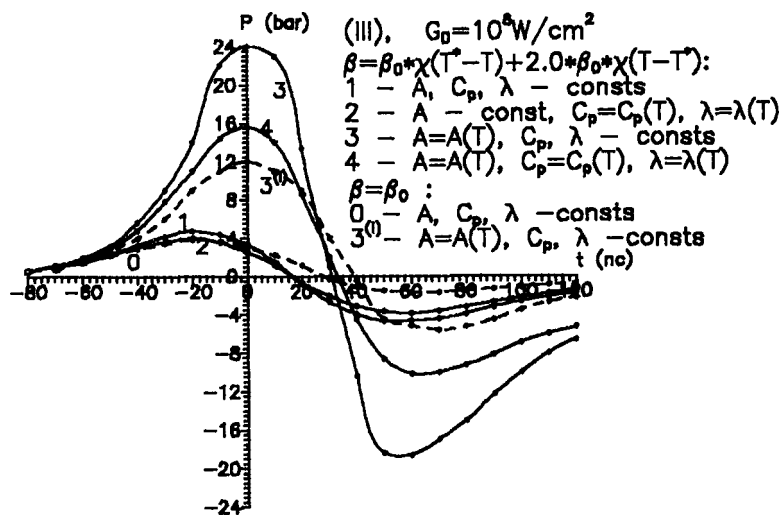


Рис.7 Зависимости  $T_S(t)$  для расчетов 2 и 4 групп (III) и (IV) с разными уравнениями состояния и значениями интенсивности  $G_0 = 8 \cdot 10^7 \text{Вт/см}^2$  - (а) и  $G_0 = 10^8 \text{Вт/см}^2$  - (б)



a.



b.

Рис.8 Оптоакустические сигналы  $P(t)$  для расчетов группы (III) (сплошные линии) и соответствующие им по наборам параметров расчеты из групп (I) и (II) (пунктирные линии) для значений интенсивности  $G_0 = 8 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$  - (а) и  $G_0 = 10^8 \text{ Вт/см}^2$  - (б)

Переход к уравнению состояния (8) приводит к очень существенному увеличению амплитуды сигнала, практически не изменяя при этом частотно-фазовые параметры импульса, за исключением незначительного уменьшения времени достижения минимума давления  $t_{min}$  (график "1", рис. 8). Ярко выраженной особенностью влияния уравнения состояния (8) на оптоакустический сигнал является сильно отличающееся воздействие на амплитуду положительной и отрицательной ветвей. Для расчета  $i=1$   $P_{max}^1 \approx 3.3$  Бар, что всего на 10% превосходит величину максимума линейного сигнала  $P_{max}^0 \approx 3$  Бар, тогда как величина минимума этого же сигнала по модулю превосходит линейный сигнал почти в 2.5 раза. При увеличении интенсивности отношения  $P_{max}^1/P_{max}^0$  и  $P_{min}^1/P_{min}^0$  несколько увеличиваются и составляют 1.25 и 2.85 соответственно (табл. 4,  $i=1$ ).

Таким образом, уравнение состояния (8) селективно увеличивает амплитуду сигнала, слабо изменяя величину максимума давления и очень значительно – величину минимума, что придает сигналу в целом симметричную биполярную форму, характерную для сильнопроводящих сильнопоглощающих сред.

Сравним далее влияние уравнения состояния (8) с влиянием теплофизических и оптических характеристик. Расчет  $i=3$  группы (III) (график "2" на рис. 8) показывает, что усиливающее влияние уравнения состояния (8) на амплитуду максимума и ослабляющее влияние теплофизических характеристик практически полностью компенсируют друг друга (табл. 4,  $i=2$ ):  $P_{max}^2/P_{max}^0 = 1$  при  $G = 8 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> и  $P_{max}^2/P_{max}^0 = 1.05$  при  $G = 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Влияние же на амплитуду минимума уравнения состояния намного больше, чем влияние  $C_p(T)$  и  $\lambda(T)$  и значения  $P_{min}^2$  в 2-2.5 раза больше, чем  $P_{min}^0$  линейного сигнала. Влияние уравнения состояния (8) и поглощательной способности можно сравнить с помощью расчета  $i=3$  группы (III) (график "3", рис. 8). Усиливающее влияние обоих факторов на сигнал мультипликативно накладывается друг на друга. Результирующий сигнал существенно превосходит линейный по амплитудам обеих полуволн. Величина максимума для двух рассматриваемых интенсивностей возрастает в 3.65 и 6.35 раз по отношению к линейному сигналу, а величина минимума возрастает еще более значительно – 6.50 и 10.9 раз соответственно (табл. 4,  $i=3$ ). При переходе от расчета  $i=3$  к расчету  $i=4$  к влиянию переменной поглощательной способности и уравнения состояния добавляется также влияние переменных теплофизических характеристик, однако сигнал при этом не претерпевает существенных изменений ни по временным, ни по амплитудным параметрам.

В целом результаты сравнения, проведенного в последнем пункте, свидетельствуют о том, что в расчетах с ускоренным тепловым расширением изменения временных параметров импульса связаны только с влиянием теплофизических и оптических характеристик, а амплитуды полуволн опреде-

ляются одновременным усиливающим воздействием уравнения состояния и поглотательной способности.

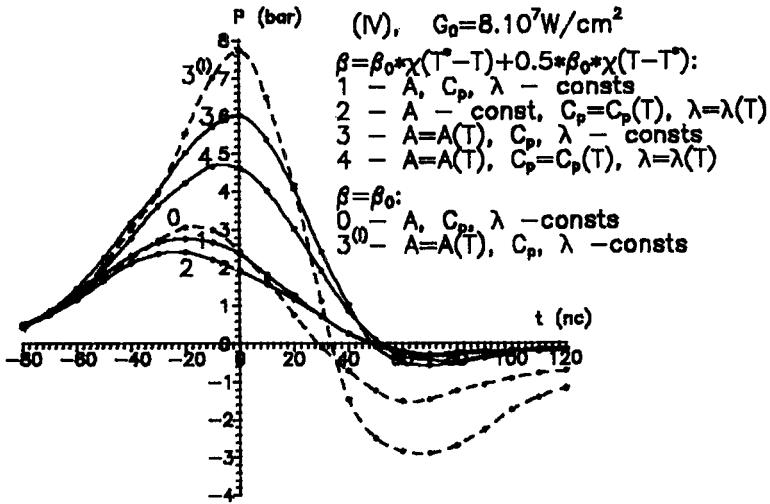
Рассмотрим далее вопрос о взаимосвязи влияния уравнения состояния (8) с влиянием теплофизических и оптических характеристик. Воспользуемся для этого методом сравнения пар расчетов, который уже использовался для выявления взаимосвязи влияния теплофизических и оптических характеристик. Для этого рассмотрим пары расчетов  $i=0$  и  $i=1$  группы (I) соответственно с постоянными и переменными теплофизическими характеристиками, проведенных с обычным уравнением состояния (2) и пары расчетов  $i=1$  и  $i=2$  группы (III) с такими же теплофизическими характеристиками и с уравнением состояния (8). Величины  $P^1/P^0$  группы (I) для положительной и отрицательной ветвей сигнала и двух интенсивностей равны 0.8-0.9, величины  $P^2/P^1$  группы (III) составляет 0.8-0.85 (табл. 5,  $i=2$ ). Совпадение отношений в обоих парах свидетельствует что ослабляющее воздействие теплофизических характеристик в рассмотренном диапазоне интенсивностей слабо зависит от уравнения состояния.

Таблица 5:

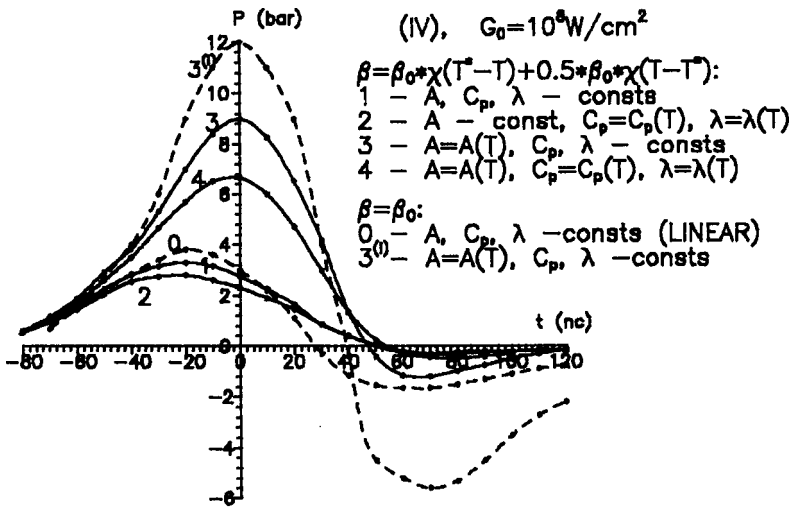
	$G_0 = 8 \cdot 10^7 \frac{Bm}{cm^2}$	$G_0 = 10^8 \frac{Bm}{cm^2}$
$i=2:$	$P_{max}^2 \approx 0.85P_{max}^1$ $P_{min}^2 \approx 0.80P_{min}^1$	$P_{max}^2 \approx 0.85P_{max}^1$ $P_{min}^2 \approx 0.85P_{min}^1$
$i=3:$	$P_{max}^3 \approx 3.25P_{max}^1$ $P_{min}^3 \approx 2.65P_{min}^1$	$P_{max}^3 \approx 5.10P_{max}^1$ $P_{min}^3 \approx 3.80P_{min}^1$

Взаимосвязь влияния на оптоакустический сигнал уравнения состояния (8) и поглотательной способности выявляется сравнением значений отношения  $P^3/P^1$  группы (III)(табл. 5,  $i=3$ ) с отношением  $P^3/P^0$  в группе (II). Первое отношение характеризует влияние поглотательной способности при обычном уравнении состояния, второе – при уравнении состояния (8). Значения  $P^3/P^1$  группы (III) составляет 3.25–5.10 для амплитуд положительной ветви, и 2.65–3.80 для амплитуды отрицательной ветви (табл. 5,  $i=3$ ), что больше соответствующих значений для отношения  $P^3/P^0$  группы (II): 2.30–3.15 для максимума и 1.90–3.05 для минимума. Следовательно, для данной пары факторов имеет место усиливающее взаимовлияние, в большей степени проявляющееся на амплитуде положительной полуволны.

Перейдем к исследованию влияния уравнения состояния (9). Расчеты проводились при тех же интенсивностях и для тех же наборов параметров, что и расчеты с уравнением состояния (8).



a.



b.

Рис.9 Оптоакустические сигналы  $P(t)$  для расчетов группы (IV) (сплошные линии) и соответствующие им по наборам параметров расчеты из групп (I) и (II) (пунктирные линии) для значений интенсивности  $G_0 = 8 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$  - (а) и  $G_0 = 10^8 \text{ Вт/см}^2$  - (б)

$$\begin{aligned}
 i = 1: & A = \text{const}, C_p = \text{const}, \lambda = \text{const}; \\
 i = 2: & A = \text{const}, C_p = C_p(T), \lambda = \lambda(T); \\
 i = 3: & A = A(T), C_p = \text{const}, \lambda = \text{const}; \\
 i = 4: & A = A(T), C_p = C_p(T), \lambda = \lambda(T).
 \end{aligned}
 \tag{IV}$$

Соответствующие зависимости  $P(t)$  приводятся на рис. 9. Температурные зависимости для группы (IV) совпадают с соответствующими зависимостями группы (III) (рис. 7). Соотношения между амплитудами сигналов группы (IV) и линейным сигналом приведены в таблице 6.

Таблица 6:

	$G_0 = 8 \cdot 10^7 \frac{Bm}{\text{см}^2}$	$G_0 = 10^8 \frac{Bm}{\text{см}^2}$
$i=1:$	$P_{\max} \approx 0.90P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 0.25P_{\max}^0$	$P_{\max} \approx 0.85P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 0.20P_{\max}^0$
$i=2:$	$P_{\max} \approx 0.75P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 0.20P_{\max}^0$	$P_{\max} \approx 0.75P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 0.20P_{\max}^0$
$i=3:$	$P_{\max} \approx 1.95P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 0.40P_{\max}^0$	$P_{\max} \approx 2.35P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 0.75P_{\max}^0$
$i=4:$	$P_{\max} \approx 1.55P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 0.30P_{\max}^0$	$P_{\max} \approx 1.75P_{\max}^0$ $P_{\min} \approx 0.30P_{\max}^0$

Влияние уравнения состояния (9) рассмотрим прежде всего, сопоставив расчет  $i=1$  группы (IV) с линейным расчетом  $i=0$ . Как видно из сопоставления графиков "0" и "1" на рис. 9, частотные и фазовые параметры при замене уравнения состояния (2) на (9) не меняются. Амплитуда сигнала меняется очень значительно, причем, как и при анализе влияния уравнения состояния (8), заметно сильное отличие во влиянии на положительную и отрицательную ветвь. Амплитуда максимума уменьшается на 10 и 15%, а амплитуда минимума – в 4 и 5 раз в зависимости от интенсивности (табл.6,  $i=1$ ). Следует отметить также, что в количественном выражении уравнения состояния (8) и (9) с увеличенным и уменьшенным в два раза коэффициентом объемного расширения  $\beta$  влияют на минимум сигнала неодинаково: в первом случае минимум по абсолютной величине возрастает примерно в 2.5–3 раза (таблица 4,  $i=1$ ), а во втором – в 4–5 раз уменьшается, то есть во втором случае влияние в два раза более сильное. Отмеченная особенность подчеркивает сильную нелинейность зависимости амплитуды сигнала от коэффициента  $\beta$ .

В целом рассмотренные результаты свидетельствуют, что уравнение состояния (9), также как и (8), действует на амплитуды двух ветвей сигнала по-разному: незначительно ослабляет положительную ветвь сигнала и очень сильно, доминируя над воздействием других параметров, отрицательную. При большой интенсивности отрицательная ветвь становится пренебрежимо



слабой, а сигнал – почти униполярным с частотой в два раза большей, чем исходный линейный сигнал.

Сопоставим далее влияние на сигнал трех факторов – уравнения состояния (9) и температурных изменений оптических и теплофизических характеристик. В расчете  $i=2$  группы (III) на влияние уравнения состояния (9) накладываются температурные изменения  $C_p(T)$  и  $\lambda(T)$  (график "2", рис. 9). Это приводит к дальнейшему ослаблению сигнала, которое довольно хорошо заметно на величине  $P_{max}$ , уменьшающейся до 75% от величины  $P_{max}$  линейного сигнала, и почти неразлично на величине  $P_{min}$ , так как при столь сильном (пятикратном) уменьшении отрицательной ветви уравнением состояния (9) 10–20%-ое ослабление сигнала под влиянием теплофизических характеристик становится неразличимым.

Увеличивающаяся с температурой поглощательная способность  $A(T)$  в расчете  $i=3$  (графики "3", рис. 9) сдвигает положительную полуволну по времени, причем значения  $t_{max}$  такие же, как и в расчете  $i=3$  группы (II), проводившемся с переменной поглощательной способностью и уравнением состояния (2). Влияние поглощательной способности и уравнения состояния (9) на амплитуду сигнала противоположно. Увеличение  $P_{max}$ , связанное с  $A(T)$  значительно превосходит ослабление, связанное с замедлением теплового расширения и результирующая величина амплитуды положительной полуволны составляет  $1.95P_{max}^0$  при интенсивности  $G = 8 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$  и  $2.35P_{max}^0$  при интенсивности  $G = 10^8 \text{ Вт/см}^2$ . В случае отрицательной ветви соотношение величины влияния двух факторов обратное – уравнение состояния ослабляет сигнал более сильно, чем усиливает поглощательная способность, хотя с увеличением интенсивности заметна тенденция к их выравниванию – при  $G = 8 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$   $P_{min}^3$  в 2.5 раза меньше (по модулю) величины минимума линейного сигнала, а при  $G = 10^8 \text{ Вт/см}^2$   $P_{min}$  расчета  $i=3$  составляет уже 75% от линейного. В расчетах  $i=4$  группы (IV) три анализируемых фактора действуют одновременно (графики "4", рис. 9). Временные параметры импульса совпадают с параметрами импульса расчетов  $i=3$  данной группы. Соотношение влияние трех рассматриваемых факторов на амплитуду различно для положительной и отрицательной ветвей сигнала. Величина  $P_{max}$  составляет в зависимости от интенсивности 1.55–1.75 $P_{max}^0$  (табл. 6,  $i=4$ ), и, следовательно, усиливающее влияние  $A(T)$  превосходит совместное ослабляющее влияние уравнения состояния (9) и теплофизических характеристик. Для отрицательной ветви суммарное влияние, наоборот, становится отрицательным и результирующая амплитуда составляет лишь 30% от амплитуды отрицательной ветви линейного сигнала.

В целом сравнение влияния трех факторов показывает, что временные параметры сигнала количественно не зависят от уравнения состояния, а на амплитуду сигнала основное влияние оказывает поглощательная способность,

в 1.5–2 раза увеличивающая положительную ветвь, и уравнение состояния, до 5 раз ослабляющее отрицательную ветвь.

### § 3. Заключение

На основании проведенного исследования можно выделить следующие основные закономерности отклика оптоакустического сигнала на типичные для металлов изменения теплофизических параметров, поглощательной способности и уравнения состояния.

1. Из рассмотренных факторов наиболее сильное влияние на оптоакустический сигнал могут оказывать поглощательная способность поверхности  $A(T)$  и уравнение состояния.
2. Уравнение состояния, моделирующее ускорение теплового расширения, увеличивая амплитуду сигнала и делает его симметричным биполярным. Уравнение состояние с замедленным расширением уменьшает амплитуду сигнала, в наибольшей степени сказываясь на отрицательной ветви давления, превращая сигнал почти в униполярный.
3. Увеличение поглощательной способности, помимо значительного увеличения амплитуды всего сигнала, меняет фазу положительной полуволны за счет более позднего достижения максимума давления.
4. Увеличение теплоемкости и уменьшение теплопроводности не затрагивают частоту и фазу сигнала, но ослабляют его, причем зависимость величины изменения амплитуды от величины изменения параметров почти линейна.
5. Ослабляющее влияние теплофизических характеристик не может компенсировать усиливающего воздействия поглощательной способности. Частичная компенсация происходит в случае очень быстро уменьшающейся теплопроводности.

### Список литературы

1. *C.K.N Patel, A.C.Tam Pulsed optoacoustic spectroscopy of condensed matter // Review. Mod. Phys, 1981, V. 53, pp. 517 – 550.*
2. *Л.М.Лямшев. Оптоакустические звуки // УФН, 1981, т. 135, N 4, с. 637 – 669.*
3. *Л.М.Лямшев. Лазеры в оптоакустике // УФН, 1987, т. 151, N 3, с. 479 – 527.*
4. *А.А.Самозин. Действие лазерного излучения на поглощающие конденсированные среды // Труды ИОФАН, N 13, под ред. Прохорова. – М : Наука, 1988, с. 1 – 119.*
5. *В.Э.Гусев, А.А.Карabutov. Лазерная оптоакустика // – М:Наука, 1991, с. 304.*
6. *А.И.Бондаренко, В.К.Вологдин, А.И.Кондратьев. Влияние температурной зависимости коэффициента поглощения на форму оптоакустического сигнала при лазерном возбуждении // Акустический журнал, 1980, т. 26, N 6, с. 828 – 832.*