

## ГЛАВА 3.

### НЕЛИНЕЙНЫЕ, ДИССИПАТИВНЫЕ И ДИФРАКЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Во второй главе рассматривались процессы возбуждения акустических волн тепловыми и описывался спектр возмущений, формирующихся вне области тепловыделения. Как правило, пространственные масштабы области тепловыделения малы по сравнению с характерными расстояниями, на которых проявляются акустические нелинейные и диссипативные эффекты. Поэтому они проявляются лишь в процессе распространения акустических сигналов, сформировавшихся на этапе возбуждения. Этот метод, называемый “поэтапным рассмотрением”<sup>[18]</sup> и будет использован ниже.

В процессе возбуждения может проявляться другой тип нелинейности - зависимость теплофизических параметров среды от локальной температуры, так называемая “тепловая нелинейность”<sup>[19,20]</sup>. Анализ этого эффекта и будет посвящен первый параграф настоящей главы.

#### § 3.1. ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ НА ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА

При нагреве среды изменяются все параметры, определяющие эффективность возбуждения звука. Обычно термические коэффициенты скорости звука, теплоемкости, теплового расширения, плотности имеют порядок  $10^{-4} \div 10^{-3} (^\circ K)^{-1}$  (см. таблицу 3.1). Лишь для

воды термический коэффициент теплового расширения существенно превышает все остальные. Это связано с изменением знака  $\beta$  для воды вблизи  $T=4^\circ\text{C}$ . Очевидно, что указанный эффект будет наиболее существенен вблизи точки  $\beta(T_0)=0$ , где связь тепловой и акустической волн в линейном приближении отсутствует.

Таблица 3.1.

	вода	этанол	алюминий	ртуть
$ c_L^{-1}(\partial c_L/\partial T) , ^\circ\text{K}^{-1}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$
$ c_p^{-1}(\partial c_p/\partial T) , ^\circ\text{K}^{-1}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$4.2 \cdot 10^{-3}$	$5.0 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
$ \rho^{-1}(\partial \rho/\partial T) , ^\circ\text{K}^{-1}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$6.9 \cdot 10^{-5}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$
$ \beta^{-1}(\partial \beta/\partial T) , ^\circ\text{K}^{-1}$	$5.0 \cdot 10^{-2}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$

Итак, рассмотрим модель тепловой нелинейности, пренебрегая зависимостью от температуры других теплофизических характеристик среды, кроме коэффициента теплового расширения. Уравнения теплового возбуждения звука удобнее переписать для приращения температуры:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \varphi = -c_0^2 \frac{\partial}{\partial t} (\beta T'), \quad (3.1)$$

$$\rho_0 c_p \frac{\partial T'}{\partial t} = \Delta T' + \frac{\partial Q}{\partial t}, \quad (3.2)$$

так как параметры среды являются функциями температуры. Ограничимся линейной зависимостью

$$\beta = \beta(T_0) + \left( \frac{d\beta}{dT} \right)_{T_0} T'. \quad (3.3)$$

Степень проявления тепловой нелинейности может быть охарактеризована безразмерным параметром

$$q = \frac{Q_0}{\rho_0 c_p \beta(T_0)} \left( \frac{d\beta}{dT} \right)_0. \quad (3.4)$$

Здесь  $Q_0$  – объемная плотность выделившегося тепла. При  $q \ll 1$  коэффициент теплового расширения в процессе возбуждения звука практически не изменяется:  $\beta(T) \approx const$ . При  $q \geq 1$  тепловая нелинейность становится принципиальной. Как видно из (3.4), тепловая нелинейность будет доминировать, если  $T_0$  соответствует точке экстремума плотности вещества ( $\beta(T_0) \rightarrow 0$ ), как, например, в воде при  $4^\circ C$ .

С учетом (3.3) уравнение (3.1) приводится к виду

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \varphi = -c_0^2 \beta(T_0) \frac{\partial T'}{\partial t} - c_0^2 \left( \frac{d\beta}{dT} \right)_{T_0} \frac{\partial}{\partial t} (T'^2). \quad (3.5)$$

Как видно, тепловые источники звука содержат дополнительное нелинейное слагаемое и очевидно, что в этом случае спектр возбуждаемого сигнала уже не будет пропорционален спектру модуляции интенсивности. Но так как правая часть (3.5) состоит из двух слагаемых, то решение также будет состоять из двух частей, отвечающих возбуждению волны с линейной и нелинейной составляющими.

Для проявления тепловой нелинейности нагрев должен быть достаточно заметен, а поэтому ограничимся только одномерной геометрией задачи. Тогда вне области тепловыделения решение (3.5) для колебательной скорости может быть записано в виде

$$v(N_a = 0, \tau = t - z/c_0) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^\infty dz' \left\{ \beta(T_0) \left[ T' \left( \tau + \frac{z'}{c_0}, z' \right) + T' \left( \tau - \frac{z'}{c_0}, z' \right) \right] + \left( \frac{d\beta}{dT} \right)_{T_0} \left[ T'^2 \left( \tau + \frac{z'}{c_0}, z' \right) + T'^2 \left( \tau - \frac{z'}{c_0}, z' \right) \right] \right\}, \quad (3.6)$$

$$v(N_a = \infty, \tau) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^\infty dz' \left\{ \beta(T_0) \left[ T' \left( \tau + \frac{z'}{c_0}, z' \right) - T' \left( \tau - \frac{z'}{c_0}, z' \right) \right] + \left( \frac{d\beta}{dT} \right)_{T_0} \left[ T'^2 \left( \tau + \frac{z'}{c_0}, z' \right) - T'^2 \left( \tau - \frac{z'}{c_0}, z' \right) \right] \right\}. \quad (3.7)$$

При импедансной границе решение будет определяться взвешенной суммой (3.6) и (3.7) так же, как и в линейном случае (2.12).

Поле температуры существенным образом зависит от коэффициента поглощения света  $\alpha$ , температуропроводности  $\chi$  и скорости звука  $c_0$  (см. § 2.3). Целесообразно рассматривать случаи  $m_\chi = \alpha c_0 / \chi \sim 1$  и  $m_\chi \ll 1$  отдельно. В первом случае  $m_\chi \sim 1$  область тепловыделения акустически тонкая, и источники тепла можно считать поверхностными. Поэтому эффективность возбуждения звука будет определяться значениями параметров сред, взятыми при температуре поверхности.

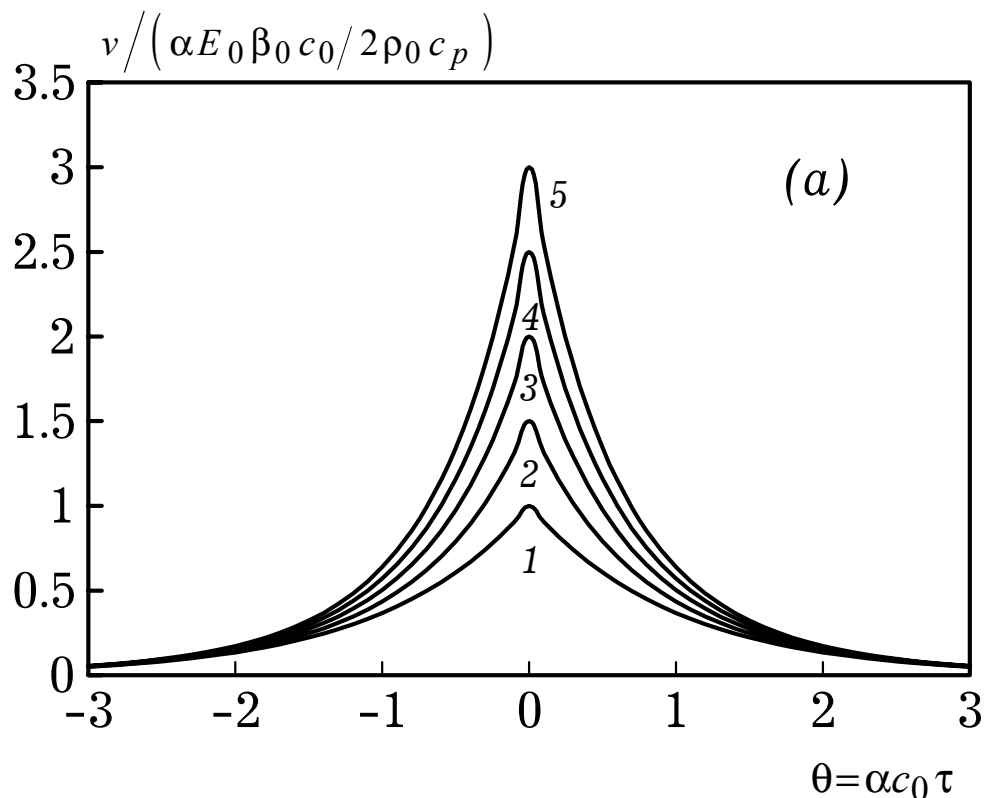
Рассмотрим случай слабой теплопроводности  $m_\chi \ll 1$ . Тогда в области эффективно возбуждаемых акустических частот  $\omega \sim \omega_a$  (см. § 2.3) можно пренебречь диффузионным членом в (3.2). Используя выражение (2.3) для плотности источников тепла, можно получить

$$v(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^\infty dz' \left\{ \beta(T_0) \frac{g(z')}{\rho_0 c_p} \left[ I_0 \left( \tau + \frac{z'}{c_0} \right) \pm I_0 \left( \tau - \frac{z'}{c_0} \right) \right] + \right.$$

$$+2\left(\frac{d\beta}{dT}\right)_{T_0}\left(\frac{g(z')}{\rho_0 c_p}\right)^2\left\{I_0\left(\tau+\frac{z'}{c_0}\right)\int_{-\infty}^{\tau+\frac{z'}{c_0}} I_0(\xi)d\xi\pm I_0\left(\tau-\frac{z'}{c_0}\right)\int_{-\infty}^{\tau-\frac{z'}{c_0}} I_0(\xi)d\xi\right\} \quad (3.8)$$

(верхний знак соответствует жесткой ( $N_a=0$ ), нижний - свободной ( $N_a=\infty$ ) границе).

На рисунке 3.1 приведены формы возбуждаемой акустической волны для однородного поглощения ( $g(z)=\alpha e^{-\alpha z}$ ) и короткого импульса нагрева для нескольких значений  $g$ . Тепловая нелинейность приводит к изменению не только амплитуды, но и формы акустической волны - так, фронт импульса неэкспоненциален, длительность импульса уменьшается. Как видно, за счет тепловой нелинейности эффективность возбуждения звука возрастает к концу импульса (в соответствии с ростом коэффициента теплового расширения). При этом импульс становится несимметричным с центром тяжести, смещенным в область  $\tau > 0$ .



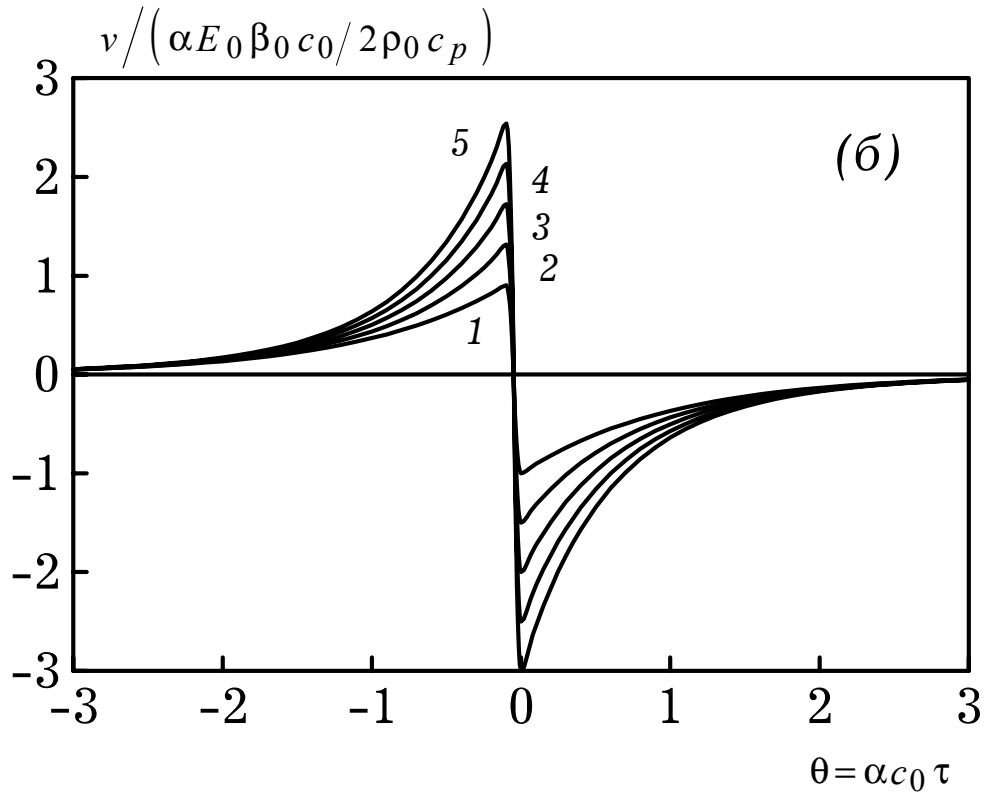


Рис.3.1. Влияние тепловой нелинейности на форму оптоакустического сигнала при коротком лазерном импульсе ( $\alpha c_2 \tau_L \ll 1$ ) при жесткой - (а) и свободной - (б) границах для следующих значений  $q$ : 1 - 0; 2 - 0.5; 3 - 1; 4 - 1.5; 5 - 2.

Пожалуй наиболее наглядно тепловая нелинейность проявляется при квазистатическом возбуждении звука ( $\alpha c_0 \tau_L \gg 1$ ).

Решение (3.8) в этом случае приобретает вид

$$v(N_a = 0, \tau) = \frac{\beta(T_0)}{\rho_0 c_p} I_0(\tau) + \frac{2\alpha I_0(\tau)}{(\rho_0 c_p)^2} \left( \frac{d\beta}{dT} \right)_{T_0} \int_{-\infty}^{\tau} I_0(\xi) d\xi, \quad (3.9)$$

$$v(N_a = \infty, \tau) = (\alpha c_0)^{-1} \frac{dv(N_a = \infty)}{d\tau}.$$

Здесь  $I_0(t) = I_0 f(t)$ , а  $E_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} I_0 f(t) dt$ . В (3.9) первое слагаемое

описывает возбуждение звука при  $\beta = const$ , второе - за счет

тепловой нелинейности. Как видно, с ростом  $\tau$  относительная роль второго слагаемого возрастает. Форма импульсов представлена на рис.3.2 для различных значений  $q$ .

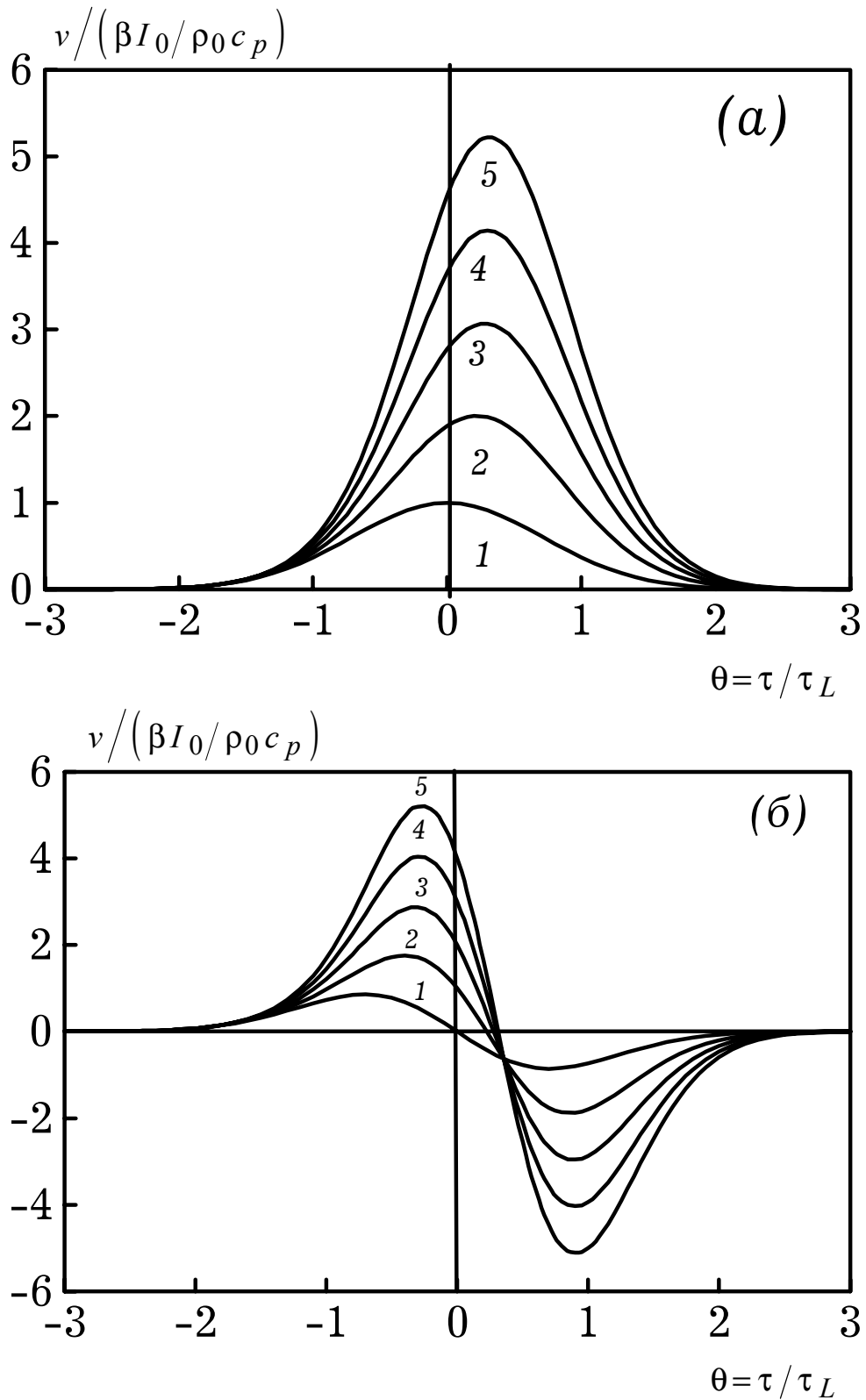


Рис.3.2. Влияние тепловой нелинейности на форму оптоакустического импульса при жесткой - (а) и

свободной - (б) границах при длинном лазерном импульсе ( $\alpha c_2 \tau_L \gg 1$ ) для следующих значений  $q$ : 1 - 0; 2 - 0.5; 3 - 1; 4 - 1.5; 5 - 2.

Изменение величины  $q$  возможно не только при изменении плотности тепловыделения, но и при изменении начальной температуры (изменение  $\beta(T_0)$ ). Именно этот путь был использован в экспериментах [9,21,22]. Наблюдавшаяся в них форма импульса с двумя фазами разрежения и одной фазой сжатия при свободной границе соответствует изображенной на рис. 3.3. Форма импульса, возбуждаемого при  $q \rightarrow \infty$  (второе слагаемое в (3.9)), изображена на рис.3.4 и определяется только тепловой нелинейностью. Так же, как и в линейном случае, при жесткой границе импульс имеет однополярную форму и биполярную - при свободной. Ввиду того, что при нагреве коэффициент теплового расширения увеличивается от нуля, то акустические сигналы имеют обычную полярность. Как видно из формулы (3.9), к этому сигналу добавляется обычный линейный импульс, если  $\beta(T_0) \neq 0$ . Он добавляется в нормальной полярности (при  $\beta(T_0) > 0$ ) или инвертируемой (при  $\beta(T_0) < 0$ ), что наглядно отражено на рис.3.3.



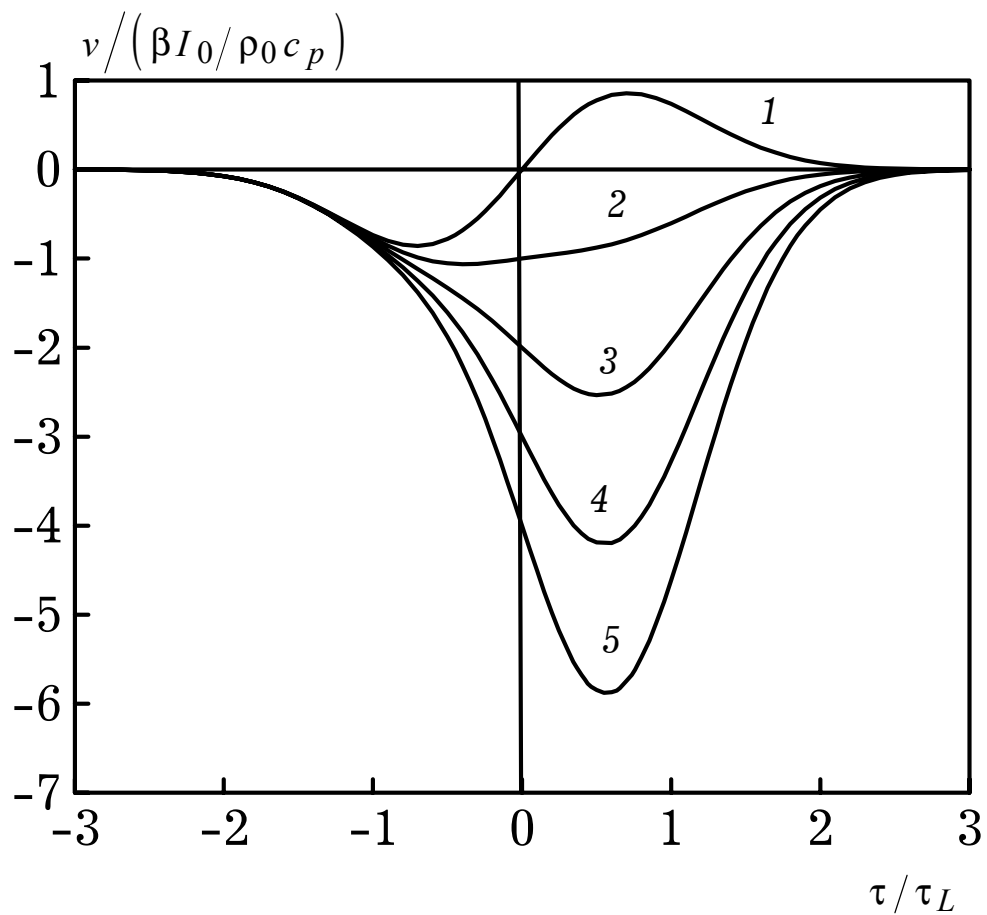


Рис.3.3. Форма оптоакустического сигнала, возбуждаемого длинным лазерным импульсом ( $\alpha c_0 \tau_L \gg 1$ ) при свободной границе и отрицательном значении коэффициента теплового расширения при исходной температуре  $|q|$ :

1 - 0; 2 - 0.5;

3 - 1; 4 - 1.5; 5 - 2.

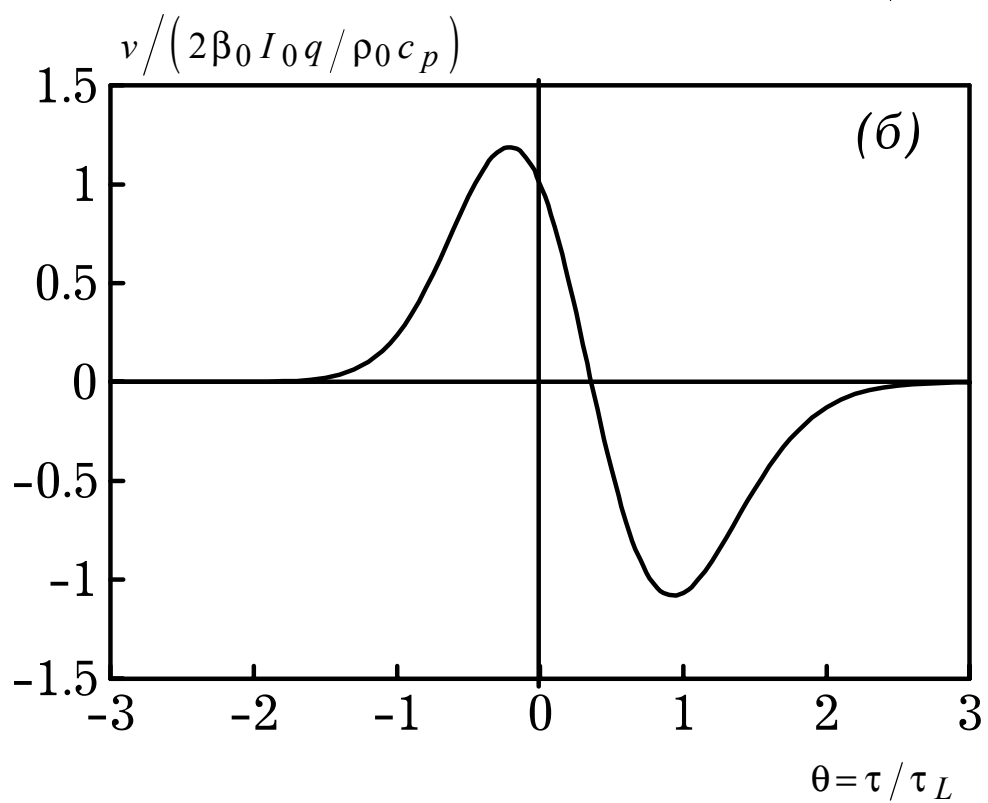
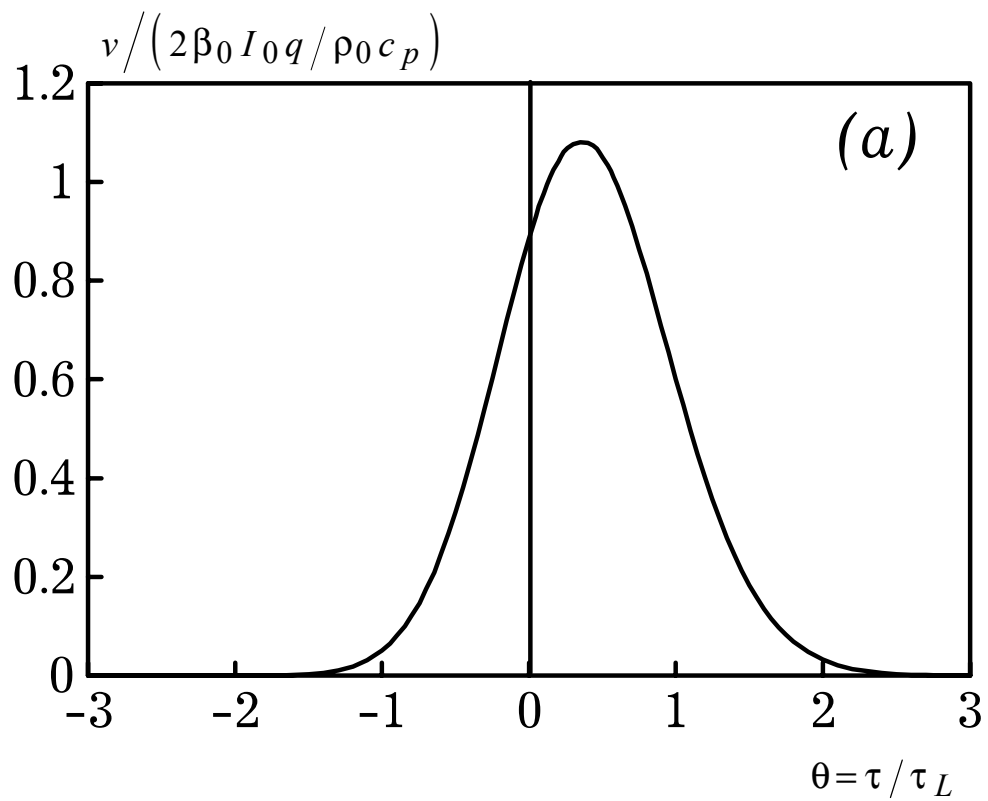


Рис.3.4. Форма оптоакустического импульса, определяющаяся тепловой нелинейностью при жесткой - (а) и свободной - (б) границах.

Таким образом, тепловая нелинейность, как правило, повышает эффективность теплового возбуждения звука и приводит к его возбуждению даже в отсутствие связи тепловых и акустических волн ( $\beta(T_0)=0$ ).