§ 2.2. ТЕРМООПТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ЖИДКОСТИ

Ограниченность области тепловыделения в поперечных направлениях приводит к возбуждению неплоских акустических волн. При этом, вообще говоря, необходимо учитывать также и диффузию тепла поперек пучка. Однако в жидкостях ввиду их малой теплопроводности обычно этим эффектом можно пренебречь. Таким образом, наряду с условием $\omega > \alpha^2 \chi$, на частоту модуляции

накладывается также ограничение $\omega > a^{-2} \chi$, где a - поперечный размер области выделения тепла.

Пусть плотность источников тепла описывается функцией

$$Q = g(z) I_0(t) H(\mathbf{r}_\perp) \tag{2.25}$$

(ср. с (2.3)). Тогда в указанных приближениях спектр приращения энтропии

$$\hat{s}_2 = \frac{1}{(2\pi)^3} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dt \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \int d\mathbf{r}_\perp \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz \exp\left(i\omega t - i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp) - pz \right) s_2(t, \mathbf{r}_\perp, z) \tag{2.26}$$

примет вид аналогичный (2.9):

$$T_0 \hat{s}_2 = (i\omega\rho_2)^{-1} \hat{Q}(\omega, \mathbf{k}_\perp, p).$$

Соответственно решение уравнения (2.1) с граничными условиями (1.53)-(1.54) может быть записано в виде (как указывалось в §1.3 диффузионные волны малы и в используемом приближении их можно не учитывать):

$$\hat{\varphi}_2 = -\left(p_2 + \frac{\omega^2}{c_2^2} - \mathbf{k}_\perp^2\right)^{-1} \frac{\beta_2}{\rho_2 c_{p2}} \times$$

$$\times \left[\hat{Q}(\omega, \mathbf{k}_\perp, p) - \left(i p + \frac{\rho_2}{\rho_1}\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - \mathbf{k}_\perp^2}\right) \frac{\hat{Q}\left(\omega, \mathbf{k}_\perp, -i\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - \mathbf{k}_\perp^2}\right)}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - \mathbf{k}_\perp^2} + \frac{\rho_2}{\rho_1}\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - \mathbf{k}_\perp^2}} \right], \tag{2.27}$$

$$\tilde{\varphi}_1 = i\frac{\rho_2}{\rho_1}\frac{\beta_2}{\rho_2 c_{p2}} \frac{\hat{Q}\left(\omega, \mathbf{k}_\perp, -i\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - \mathbf{k}_\perp^2}\right)}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - \mathbf{k}_\perp^2} + \frac{\rho_2}{\rho_1}\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - \mathbf{k}_\perp^2}} \exp\left(-i\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - \mathbf{k}_\perp^2}\, z\right). \tag{2.28}$$

Вне области тепловыделения в поглощающей среде существует лишь чисто бегущая волна, спектральная плотность которой описывается выражением:

$$\tilde{\varphi}_2 = -i\frac{\beta_2}{2\rho_2 c_{p2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - \mathbf{k}_\perp^2}} \exp\left(i\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - \mathbf{k}_\perp^2}\, z\right) \times$$

$$\times \left[\hat{Q}\left(\omega, \mathbf{k}_\perp, i\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - \mathbf{k}_\perp^2}\right) - \hat{Q}\left(\omega, \mathbf{k}_\perp, -i\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - \mathbf{k}_\perp^2}\right) \frac{\frac{\rho_2}{\rho_1}\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - \mathbf{k}_\perp^2} - \sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - \mathbf{k}_\perp^2}}{\frac{\rho_2}{\rho_1}\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - \mathbf{k}_\perp^2} + \sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - \mathbf{k}_\perp^2}} \right], \tag{2.29}$$

которое по структуре аналогично (2.28), описывающему бегущую в прозрачной среде волну.

Для неподвижных источников (2.25) спектральная плотность $\hat{Q}$ факторизуется и спектры бегущих волн оказываются пропорциональными спектру модуляции интенсивности $\tilde{I}_0(\omega)$ и пространственному спектру поперечного распределения $\tilde{H}(\mathbf{k}_\perp)$:

$$\varphi_1=\frac{1}{(2\pi)^3}\iiint\limits_{-\infty}^{+\infty} d\omega\, d\mathbf{k}_\perp\, i\,\frac{\rho_2}{\rho_1}\,\frac{\beta_2}{\rho_2 c_{p2}}\,\frac{\tilde{I}_0(\omega)\,\tilde{H}(\mathbf{k}_\perp)\,\hat{g}\left(-i\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2}-\mathbf{k}_\perp^2}\right)}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2}-\mathbf{k}_\perp^2}+\frac{\rho_2}{\rho_1}\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2}-\mathbf{k}_\perp^2}}\,e^{-i\omega t+i\mathbf{k}_\perp\mathbf{r}}, \quad (2.30)$$

$$\varphi_2=\frac{1}{(2\pi)^3}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\iint \exp\left(-i\omega t+i\mathbf{k}_\perp\mathbf{r}_\perp+i\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2}-\mathbf{k}_\perp^2}\,z\right)d\omega\, d\mathbf{k}_\perp\,\frac{(-i)\,\beta_2}{\rho_2 c_{p2}\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2}-\mathbf{k}_\perp^2}}\times$$

$$\times\tilde{I}_0(\omega)\,\tilde{H}(\mathbf{k}_\perp)\left[\hat{g}\left(i\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2}-\mathbf{k}_\perp^2}\right)-\hat{g}\left(-i\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2}-\mathbf{k}_\perp^2}\right)\frac{\frac{\rho_2}{\rho_1}\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2}-\mathbf{k}_\perp^2}-\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2}-\mathbf{k}_\perp^2}}{\frac{\rho_2}{\rho_1}\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2}-\mathbf{k}_\perp^2}+\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2}-\mathbf{k}_\perp^2}}\right]. \quad (2.31)$$

Решения (2.30)-(2.32) представляют собой разложение возбуждаемого акустического поля по плоским волнам. Их структура полностью аналогична (2.13)-(2.14), полученным в плоском случае. Поэтому передаточные функции есть спектральная плотность пространственного распределения источников в направлении $\mathbf{k}=\left\{\mathbf{k}_\perp,\sqrt{\omega^2/c_2^2-\mathbf{k}_\perp^2}\right\}$. В дальнем дифракционном поле это направление просто совпадает с направлением в точку наблюдения $\mathbf{r}=\{\mathbf{r}_\perp,z\}$.

Отличие от плоского случая состоит также в зависимости коэффициента отражения звука от поверхности от угла падения:

$$\varphi_2=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} d\omega\,\frac{e^{-i\omega t+\frac{i\omega}{c_2}r}}{r}(-\pi)\,\frac{\beta_2}{\rho_2 c_{p2}}\,\tilde{I}_0(\omega)\,\tilde{H}\left(\frac{\omega}{c_2}\sin\theta,\alpha\right)\times$$

$$\times\left[\hat{g}\left(i\frac{\omega}{c_2}\sin\theta\right)+\hat{g}\left(-i\frac{\omega}{c_2}\sin\theta\right)\frac{\cos\theta-N\sqrt{1-\left(\frac{c_1}{c_2}\sin\theta\right)^2}}{\cos\theta+N\sqrt{1-\left(\frac{c_1}{c_2}\sin\theta\right)^2}}\right], \tag{2.32}$$

$$\varphi_1=\int_{-\infty}^{+\infty}d\omega\frac{e^{-i\omega t+\frac{i\omega}{c_1}r}}{r}(-\pi)\frac{\beta_2}{\rho_2 c_{p2}}\tilde{I}_0(\omega)\tilde{H}\left(\frac{\omega}{c_1}\sin\theta,\alpha\right)\times$$

$$\times\hat{g}\left(-i\frac{\omega}{c_2}\sqrt{1-\left(\frac{c_2}{c_1}\sin\theta\right)^2}\right)\frac{N|\cos\theta|}{N|\cos\theta|+\sqrt{1-\left(\frac{c_2}{c_1}\sin\theta\right)^2}}. \tag{2.33}$$

Из (2.33) видно, что если $c_1<c_2$, то в прозрачной среде в дальнем поле асимптотически не малы только волны, распространяющиеся в конус раскрытия $\theta_1=\arcsin(c_1/c_2)$. Это естественно, так как звук возбуждается в поглощающей среде и не может перейти в среду “1” под большими углами.

Выражение (2.32) показывает, что акустическое поле, возбуждаемое в поглощающей среде при импедансной границе может быть выражено через поля, возбуждаемые при закрепленной границе $(N=0)$ и свободной $(N=\infty)$ границе:

$$\varphi_2=\frac{\cos\theta\,\varphi_2(N=0)+N\sqrt{1-\left(\frac{c_1}{c_2}\sin\theta\right)^2}\,\varphi_2(N=\infty)}{\cos\theta+N\sqrt{1-\left(\frac{c_1}{c_2}\sin\theta\right)^2}}. \tag{2.34}$$

Отсюда следует, что наиболее сильные отличия поля (2.32) от плоского случая проявляются при углах наблюдения, близких к $\pi/2$. В этом случае влияние $\varphi_2(N=0)$ пропадает даже при закреплении границы $(N\ll 1)$.

В случае жесткой и свободной границы коэффициент оражения поверхности не зависит от угла падения и выражение (2.32), (2.33) упрощаются (как уже упоминалось выше, полученные для жесткой границы формулы не будут применимы при $\theta \approx \pi/2$). Имеет смысл, однако, рассматривать не передаточную функцию потенциала скорости φ, а передаточную функцию самой колебательной скорости или давления. Поскольку в волновой зоне радиальная компонента скорости связана с приращением давления так же, как в плоской волне, то можно рассматривать любую из этих величин. Поэтому, как и ранее, найдем передаточную функцию колебательной скорости. Так как $\mathbf{v} = \nabla\varphi$, то основной компонентой скорости в (2.32), (2.33) будет радиальная $v_r = \partial\varphi/\partial r$, а поскольку в волновой зоне $\omega r / c_{1,2} >> 1$, то

$$\tilde{v}_r^{(1,2)}(\omega, \mathbf{r}) = \frac{1}{r} K^{(1,2)}(\omega) \tilde{I}_0(\omega) e^{-i\omega\left(t - r/c_{(1,2)}\right)},$$

где передаточные функции $K^{(1,2)}(\omega)$ имеют вид:

$$K^{(1)}(\omega) = \frac{\beta_2}{\rho_2 c_{p2}} i \frac{\omega}{c_1} \tilde{H}\left(\frac{\omega}{c_1}\sin\theta, \alpha\right) \hat{g}\left(-i\frac{\omega}{c_2}\sqrt{1 - \left(\frac{c_2}{c_1}\sin\theta\right)^2}\right) \times$$
$$\times \frac{N|\cos\theta|}{N|\cos\theta| + \sqrt{1 - \left(\frac{c_2}{c_1}\sin\theta\right)^2}} \qquad (2.35)$$

$$K^{(2)}(\omega) = -\frac{\beta_2}{2\rho_2 c_{p2}} i \frac{\omega}{c_2} \tilde{H}\left(\frac{\omega}{c_2} sin\theta, \alpha\right) \times$$
$$\times \left[\hat{g}\left(i\frac{\omega}{c_2} cos\theta\right) + \hat{g}\left(-i\frac{\omega}{c_2} cos\theta\right) \frac{cos\theta - N\sqrt{1 - \left(\frac{c_1}{c_2} sin\theta\right)^2}}{cos\theta + N\sqrt{1 - \left(\frac{c_1}{c_2} sin\theta\right)^2}}\right]. \qquad (2.36)$$

Физический смысл сомножителей в (2.35), (2.36) достаточно прозрачен. Последний из сомножителей $\hat{g}$ совпадает с передаточной функцией, полученной в плоском случае (для жесткой и свободной границ) (2.23), (2.24). В отличие от плоского случая в (2.36) входит не полный волновой вектор, а лишь его осевая компонента $\frac{\omega}{c_2}\sin\theta$. Спектр распределения интенсивности $\tilde{H}\left(\frac{\omega}{c_2}\sin\theta,\alpha\right)$ определяет другой сомножитель в передаточной функции: он берется от поперечной компоненты волнового вектора. Множитель $i\frac{\omega}{c_2}$ связан с дифракцией волны при переходе в дальнюю волновую зону.

Таким образом, влияние конечности размеров лазерного луча проявляется в наличии дополнительного спектрального фактора в передаточной функции, определяемого дифракцией и поперечным распределением источников. Влияние импедансного характера границы проявляется в дополнительной угловой зависимости диаграммы направленности излучения, одинаковой для всех частот излучаемого спектра.

Апертурный фактор $\tilde{H}$ ограничивает частотный диапазон возбуждаемых волн сверху величиной (рассматривается аксиально симметричное распределение интенсивности $H\left(r_{\perp}\right)$) -

$$\omega_{\perp} = 2c_2 / \left(a\sin\theta\right)$$

(где a - размер поперечного распределения $H\left(r_{\perp}\right)$), а дифракция и передаточная функция $\hat{g}$ - снизу на уровне

$$\omega_{\parallel} = \alpha c_2 / \cos\theta$$

(см. рис.2.4). Поэтому эффективное взбуждение звука происходит в полосе частот

$$\omega_{\parallel} < \omega < \omega_{\perp} .$$

Отсюда следует, что термооптические источники эффективно излучают звук в конус раскрытия θ_0 :

$$tg\theta_0 = 2\left(\alpha a\right)^{-1} . \qquad (2.37)$$

Графики углового фактора приведены на рис.2.5.

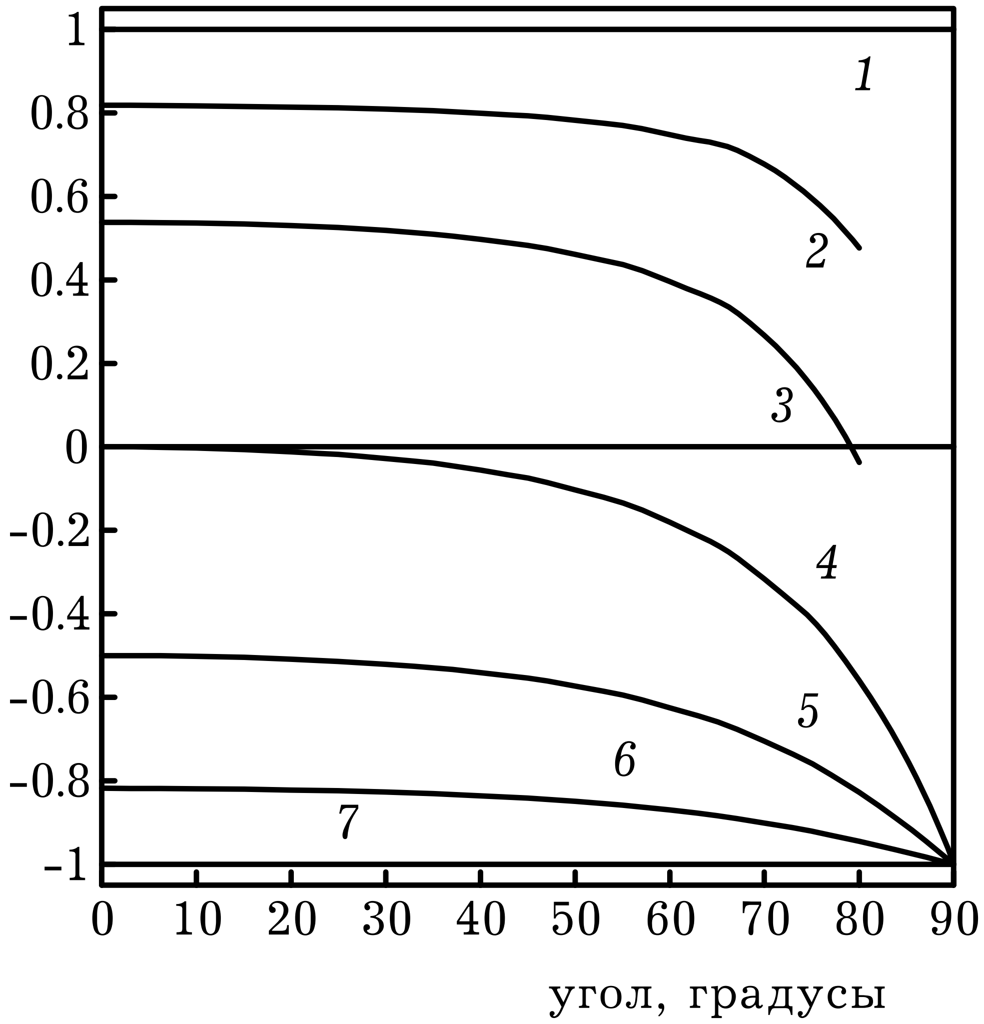


Рис.2.5. Угловой фактор эффективности излучения звука термооптическими источниками для следующих значений N: *1* - 0; *2* - 0.1; *3* - 0.3; *4* - 1; *5* - 3; *6* - 10; *7* - ∞. ($c_1/c_2 = 0.8$)

При сильном поглощении света $(\alpha a >> 1)$ звуковое поле сосредоточено вблизи оси пучка (область тепловыделения имеет форму диска). В случае слабого поглощения $(\alpha a \le 1)$ диаграмма направленности излучения широкая (рис. 2.6). Наглядные представления о распределении звукового поля дают картины линий уровня эффективности на плоскости волновых векторов. Эти диаграммы представлены на рис.2.7 для различных значений αa для свободной границы.

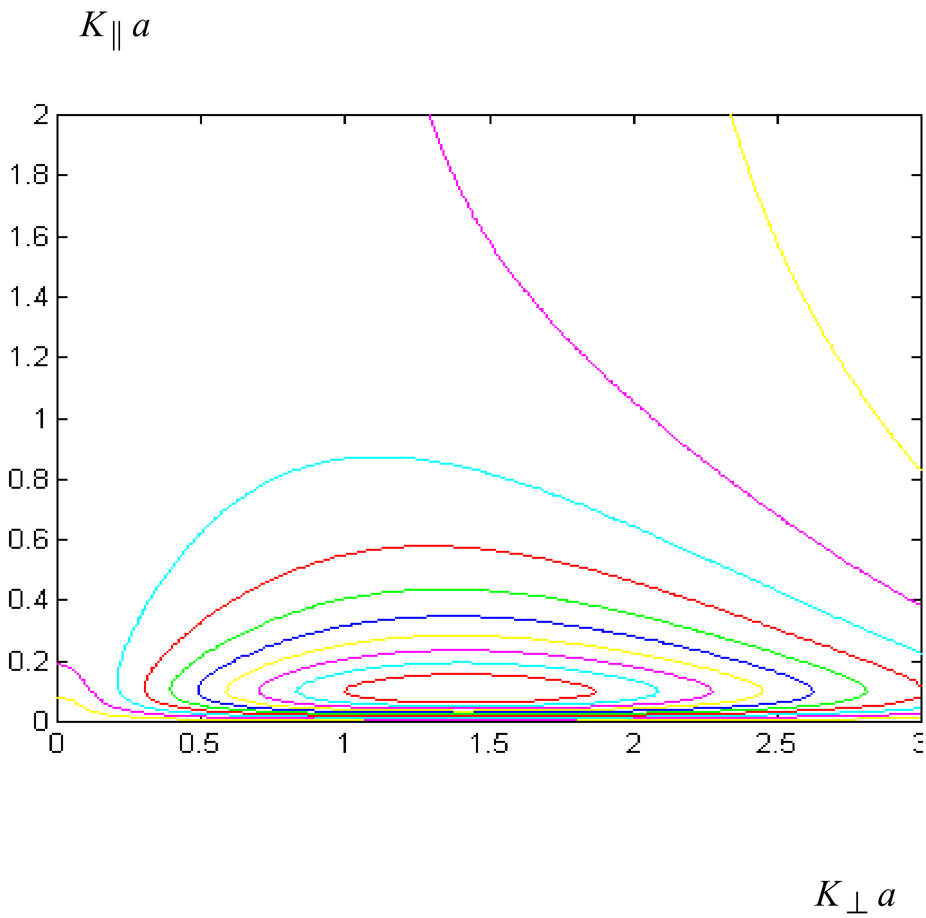
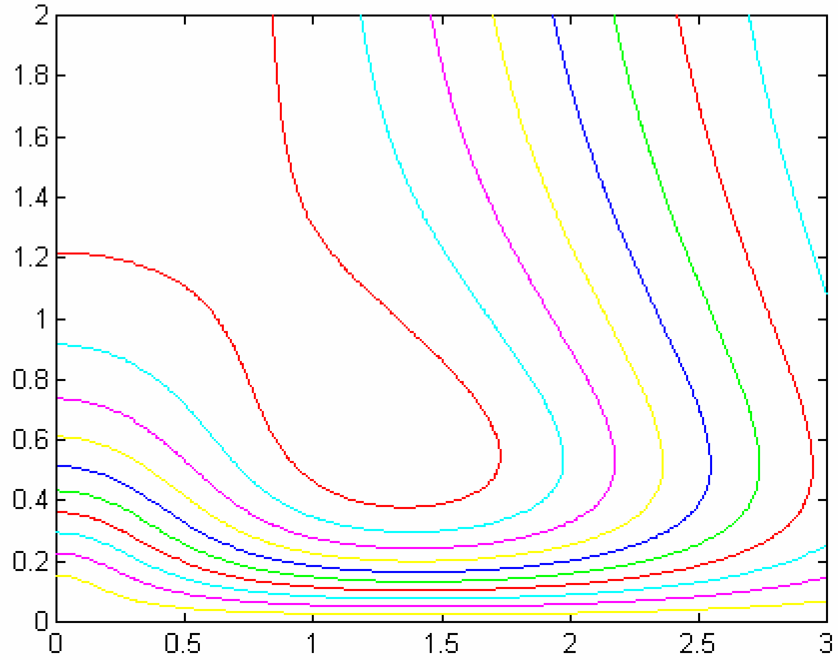


Рис.2.7а. Линии уровня модуля передаточной функции термооптического возбуждения звука для $\alpha a = 0.1$

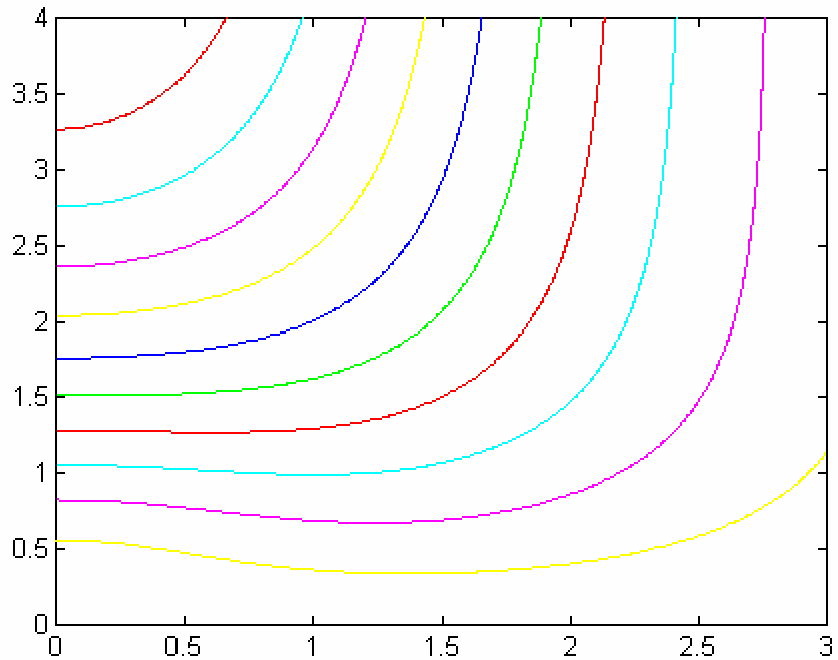
$K_{\parallel} a$



$K_{\perp} a$

Рис.2.7б. Линии уровня модуля передаточной функции термооптического возбуждения звука для $\alpha a = 0.5$

$K_{\parallel} a$



$K_{\perp} a$

Рис.2.7в. Линии уровня модуля передаточной функции термооптического возбуждения звука для $\alpha a = 2$

Спектр и временная форма возбуждаемого акустического сигнала определяются соотношением трех частот: $\omega_{\|}, \omega_{\perp}$ и τ_L^{-1} (последняя соответствует границе спектрального диапазона частот модуляции излучения $\tilde{I}_0(\omega)$). Но так как эффективное возбуждение звука происходит только при $\omega_{\|} < \omega_{\perp}$, то достаточно рассмотреть три случая: $\omega_{\|}\tau_L > 1$, $\omega_{\|}\tau_L < 1 < \omega_{\perp}\tau_L$ и $\omega_{\perp}\tau_L < 1$.

Первый случай $\alpha c_2 \tau_L > \cos\theta$ соответствует “длинным” импульсам нагревающего излучения или излучению звука вдоль поверхности $z = 0$ при $\alpha a >> 1$. При этом спектральный диапазон функции модуляции интенсивности $\tilde{I}_0(\omega)$ уже диапазонов продольной и поперечной компонент передаточной функции $K^{(2)}(\omega)$. Поэтому спектр колебательной скорости $\tilde{v}_2^{(2)}$ определяется выражением

$$\tilde{v}_{r_0}^{(2)}(\omega) = -i \frac{\omega}{c_2} \frac{e^{i\omega r/c_2}}{2\pi r} \frac{\beta_2 \tilde{W}_0(\omega)}{\rho_2 c_{p2}} \tag{2.38}$$

- для жесткой границы и

$$\tilde{v}_{r_\infty}^{(2)}(\omega) = (-i\omega/\alpha c_2)\, \tilde{v}_{r_0}^{(2)}(\omega) \cos\theta \tag{2.39}$$

- для свободной границы. (Коэффициент поглощения излучения считается постоянным.) Как видно, в этом случае спектральная плотность сигнала определяется мощностью $\tilde{W}_0(\omega) = \pi a^2 \tilde{I}_0(\omega)$ излучения, а не интенсивностью.

Временной профиль акустического импульса при жесткой границе в соответствии с (2.38) будет первой производной формы импульса греющего излучения

$$v_{r_0}^{(2)}\left(r, \tau = t - r / c_2\right) = \frac{\beta_2}{\rho_2 c_{p2}} \frac{1}{2\pi c_2 r} \frac{dW_0}{d\tau}.$$

В случае свободной поверхности - его второй производной:

$$v_{r_\infty}^{(2)}\left(r, \tau\right) = \frac{\beta_2}{\rho_2 c_{p2}} \frac{\cos\theta}{2\pi\alpha c_2^2 r} \frac{d^2 W_0}{d\tau^2}.$$

Тепловые источники звука в этом случае носят дипольный характер с ориентацией диполя нормально к границе.

Условия $\omega_\parallel \tau_L < 1 < \omega_\perp \tau_L$ соответствуют возбуждению звука сравнительно "тонким" лазерным лучом $a < 2c_2 \tau_L / \sin\theta$ при "небольшом" коэффициенте поглощения $\alpha < \cos\theta / c_2 \tau_L$. Аналогичные соотношения могут быть выполнены (при любой ширине пятна a) при излучении звука вдоль оси z. В этом случае (как и в предыдущем) распределение интенсивности $H(z)$ не влияет на спектр сигнала: $\widetilde{H}\left(\omega \sin\theta / c_2\right) \approx const$. Поэтому спектр ОА-сигнала определяется только продольной составляющей передаточной функции:

$$\widetilde{v}_r^{(2)}\left(\omega, \mathbf{r}\right) = i \frac{\omega}{c_2} \frac{e^{i\omega r / c_2}}{2\pi r} K_\parallel\left(\frac{\omega}{c_2}\cos\theta\right) \widetilde{W}_0\left(\omega\right),$$

где $K_\parallel$ - передаточная функция одномерной задачи (см. (2.16)). Соответственно форма импульса будет представлять собой производную сжатого в $\left(\cos\theta\right)^{-1}$ раз импульса, возбуждаемого при широком пучке. При жесткой границе импульс будет иметь двуполярную форму, при свободной он будет состоять из двух фаз сжатия и фазы разрежения.

Рассмотрим излучение звука вдоль оси пучка при однородном поглощении $\alpha = const$. При этом выполняется условие "тонкого" луча

$a\sin\theta < 2c_2\tau_L$, а в силу условия $\alpha c_2\tau_L < \cos\theta$ решение одномерной задачи будет состоять из двух экспонент и переходной области между ними с длительностью $\sim\tau_L$ (см. рис. 2.3).

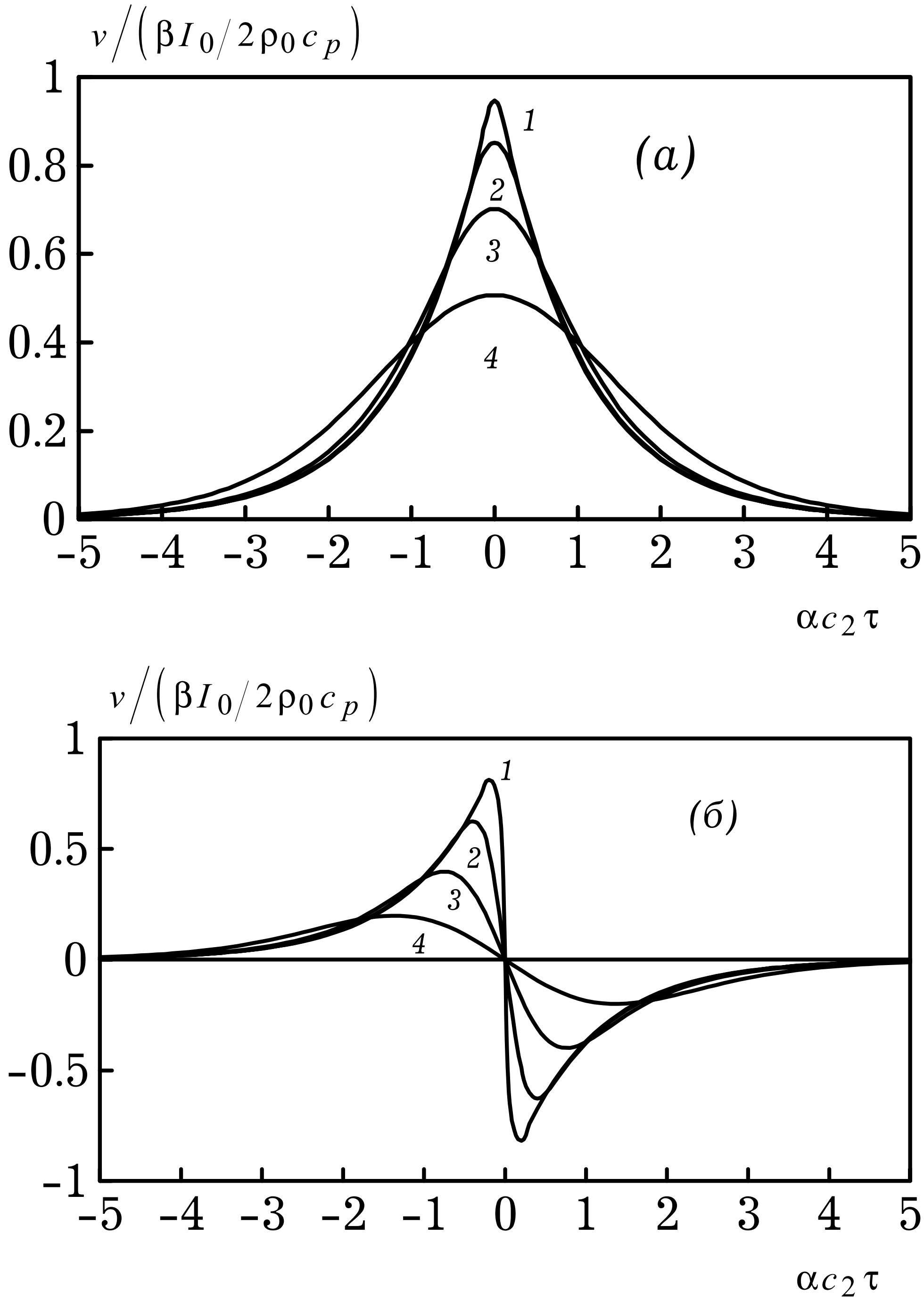


Рис.2.3. Форма акустических импульсов, возбуждаемых гауссовским лазерным импульсом с различной длительностью при жесткой *(а)* и свободной *(б)* границах для следующих значений $\alpha c_2\tau_L$: *1* - 0.1; *2* -

0.3; *3* - 0.7; *4* - 1.5.

Соответственно в дальней зоне профиль волны будет производной от решения плоской задачи (2.23) - при жесткой границе форма импульса в дальней зоне соответствует форме импульса в плоском случае при свободной границе. При свободной границе в дальней зоне профиль волны состоит из двух экспоненциальных фаз сжатия и "перевернутого" лазерного импульса (см. рис.2.8), причем амплитуда фазы разрежения существенно превышает амплитуду фаз сжатия (в $\left(\alpha c_2 \tau_L\right)^{-1}$ раз).

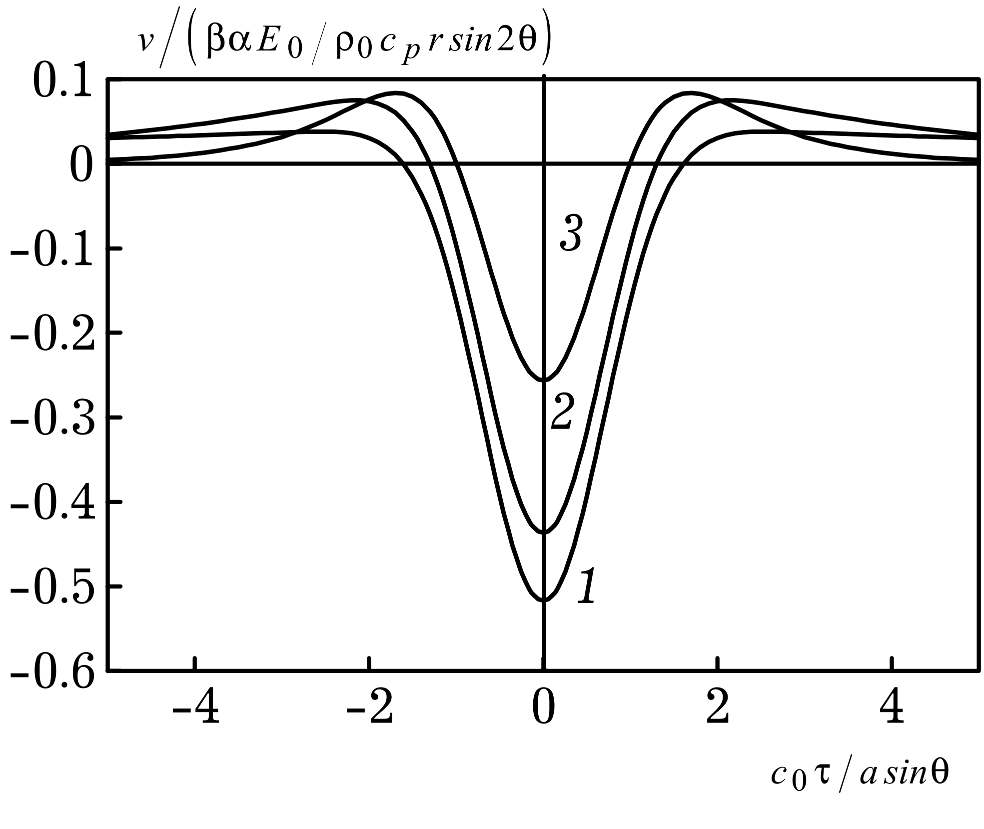


Рис.2.8. Форма в дальней зоне акустического импульса, возбуждаемого коротким лазерным импульсом для следующих значений αa : *1* - 0.1; *2* - 0.3; *3* - 0.6.

Если время нагрева мало, то есть

$$\alpha c_2 \tau_L / \cos\theta < 2 c_2 \tau_L / (\alpha \sin\theta) < 1,$$

то форма акустического сигнала определяется исключительно распределением источников тепла по объему среды

$$\tilde{v}_r^{(2)}(\omega,\mathbf{r}) = \frac{\beta_2 E_0}{\rho_2 c_{p2}} \frac{e^{i\omega r/c_2}}{4\pi r} i\frac{\omega}{c_2} \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int H(\mathbf{r}'_\perp) \exp\left(-i\frac{\omega}{c_2}(\mathbf{n}_\perp \mathbf{r}'_\perp)\right) d\mathbf{r}'_\perp \times$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{+\infty} g^c(z') \exp\left(-i\frac{\omega}{c_2} z' \cos\theta\right) dz'. \qquad (2.40)$$

Амплитуда волны пропорциональна плотности поглощенной энергии αE_0. Поскольку последний сомножитель в (2.40) есть передаточная функция в случае плоской геометрии задачи (2.16), поэтому угловой спектр $\tilde{H}(\mathbf{k}_\perp)$ можно рассматривать как временной спектр эффективной формы лазерного импульса с длительностью $\tau_L^* = a\sin\theta / c_2$. Дифракционный фактор $(i\omega / c_2)$, как обычно, дает дифференцирование по времени формы акустического сигнала при переходе в дальнюю зону.

Таким образом, для коротких импульсов излучения профиль акустического сигнала в дальней зоне при жесткой границе совпадает с профилем акустического сигнала при свободной границе в плоской геометрии (см. рис. 2.3), причем в качестве параметра $\alpha c_2 \tau_L$ выступает величина $\alpha a tg\theta$. При свободной границе профиль импульса будет производной его формы при жесткой границе.

Резюмируя, можно отметить, что тепловые волны в неподвижных нетеплопроводящих средах возбуждают в дальней зоне акустические волны, содержащие фазы сжатия и разрежения, формы которых определяются распределением источников тепла по объему, характером границы и длительностью действия источников тепла.