

### § 5.3. ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА НА ПОГЛОЩАЮЩИХ ВКЛЮЧЕНИЯХ

Особенности проявления оптоакустического эффекта в микронеоднородной среде связаны с двумя обстоятельствами. Во-первых, наличие микронеоднородностей приводит к изменению светового поля в среде, обусловленному рассеянием и дополнительным поглощением излучения. Убывание интенсивности света в среде  $I(\mathbf{r})$  в этом случае определяется коэффициентом экстинкции<sup>[106]</sup>

$$\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a(\mu_a + \mu'_s)}, \quad (5.11)$$

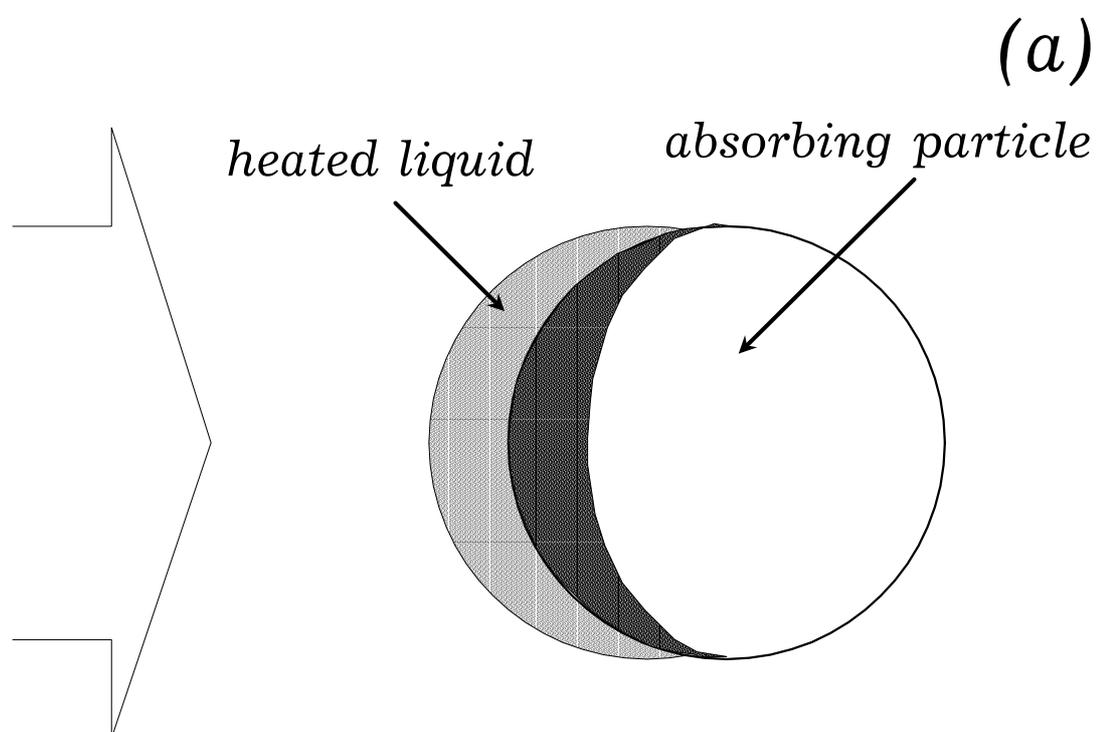
который зависит как от коэффициента поглощения  $\mu_a$ , так и от коэффициента рассеяния света  $\mu'_s$ . При этом объемная плотность тепловыделения  $\partial Q/\partial t$  связана с интенсивностью света  $I(\mathbf{r})$  по-прежнему через коэффициент поглощения:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \mu_a I.$$

Другая особенность оптоакустического эффекта в микронеоднородной среде обусловлена дополнительной передачей тепла от поглощающих частиц к жидкости. Такие "задержанные" тепловые источники, действующие и после окончания лазерного импульса, могут существенно влиять на форму возбуждаемых акустических импульсов. В целом оптоакустический сигнал может быть представлен как суперпозиция оптоакустического сигнала микронеоднородной среды с неким "средним" поглощением и акустических волн от отдельных поглощающих частиц. Формирование первой из составляющих сигнала была описана в §5.2. Как

указывалось выше, для реализации оптоакустической томографии поглощающих частиц необходимо выполнение соотношения  $\tau_L \ll \tau_0$  (когда тепловые поля, создаваемые в среде при нагреве отдельных поглощающих частиц, не перекрываются). Если при этом дополнительно выполняется условие  $\tau_L < \tau_a$ , то акустические поля от отдельных поглощающих частиц также можно рассматривать практически независимо.

Термооптическая генерация звука отдельной поглощающей частицей схематически изображена на рис.5.7.



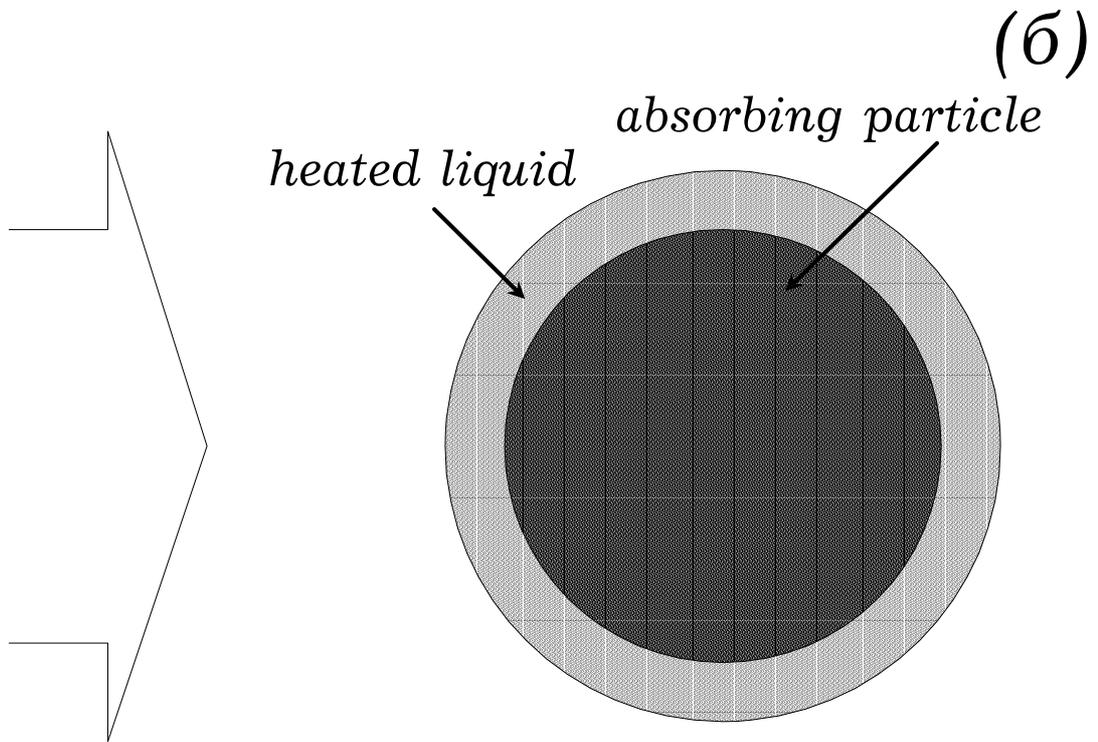


Рис.5.7. Схема нагрева поглощающей частицы лазерным импульсом при поверхностном (а) и объемном (б) поглощении света.

В зависимости от соотношения коэффициента поглощения света в материале частицы  $\mu_{ap}$ , глубины диффузии тепла  $\sqrt{\chi_p \tau_L}$  и размера частицы  $R_p$  возможны два случая. Если частица непрозрачная ( $R_p \mu_{ap} > 1$ ) и термически крупная ( $R_p > \sqrt{\chi_p \tau_L}$ ), то за время действия лазерного импульса прогревается только приповерхностный слой (см. рис.5.7а). Его толщина порядка  $\sqrt{\mu_{ap}^{-2} + \chi_p \tau_L}$  определяется либо поглощением света (при  $\mu_{ap}^{-1} > \sqrt{\chi_p \tau_L}$ ), либо диффузией тепла (при  $\mu_{ap}^{-1} < \sqrt{\chi_p \tau_L}$ ). Если же частица термически мелкая ( $R_p < \sqrt{\chi_p \tau_L}$ ), либо почти прозрачная

( $R_p \mu_{ap} < 1$ ), то прогрев ее практически однороден по объему (см. рис.5.76).

Диффузия тепла от частицы в окружающую среду приводит к дополнительному неоднородному прогреву среды на глубину  $\sqrt{\chi t}$  ( $t$  – время, отсчитываемое с момента действия лазерного импульса). Если за время действия лазерного импульса прогрев частицы неоднороден, то иммерсионная среда прогревается только с лицевой стороны частицы. С течением времени ( $t \geq R_p^2 / \chi_p \gg \tau_L$ ) прогрев частицы становится все более однородным, а температурное поле вокруг нее приобретает симметричный характер. Если прогрев частицы за время действия лазерного импульса однороден, то распределение температуры всегда симметрично.

В случае выполнения условия  $\tau_L \ll \tau_0$  изменение температуры каждой частицы  $T'_p$  и окружающей среды  $T'$  определяются отдельно из уравнений теплопроводности:

$$\frac{1}{\chi_p} \frac{\partial T'_p}{\partial t} = \Delta T'_p + \frac{I_0}{\kappa_p} f(t) H(\mathbf{r}_\perp), \quad (5.12)$$

$$\frac{1}{\chi} \frac{\partial T'}{\partial t} = \Delta T' \quad (5.13)$$

с соответствующими граничными условиями:

$$T'_p \Big|_{(r=R_p)} = T' \Big|_{(r=R_p)}, \quad (5.14)$$

$$-\kappa_p \frac{\partial T'_p}{\partial r} \Big|_{(r=R_p)} + \kappa \frac{\partial T'}{\partial r} \Big|_{(r=R_p)} = 0. \quad (5.15)$$

Здесь  $\kappa_p$ ,  $\kappa$  – теплопроводности частицы и окружающей среды

соответственно,  $I_0$  – интенсивность света на границе частицы, функция  $f(t)$  описывает зависимость интенсивности лазерного излучения от времени,  $H(\mathbf{r}_\perp)$  – ее распределение в поперечном сечении частицы

При тепловом расширении частицы и прилегающего к ней прогретого слоя среды будет излучаться сферическая акустическая волна (см. рис.5.8).

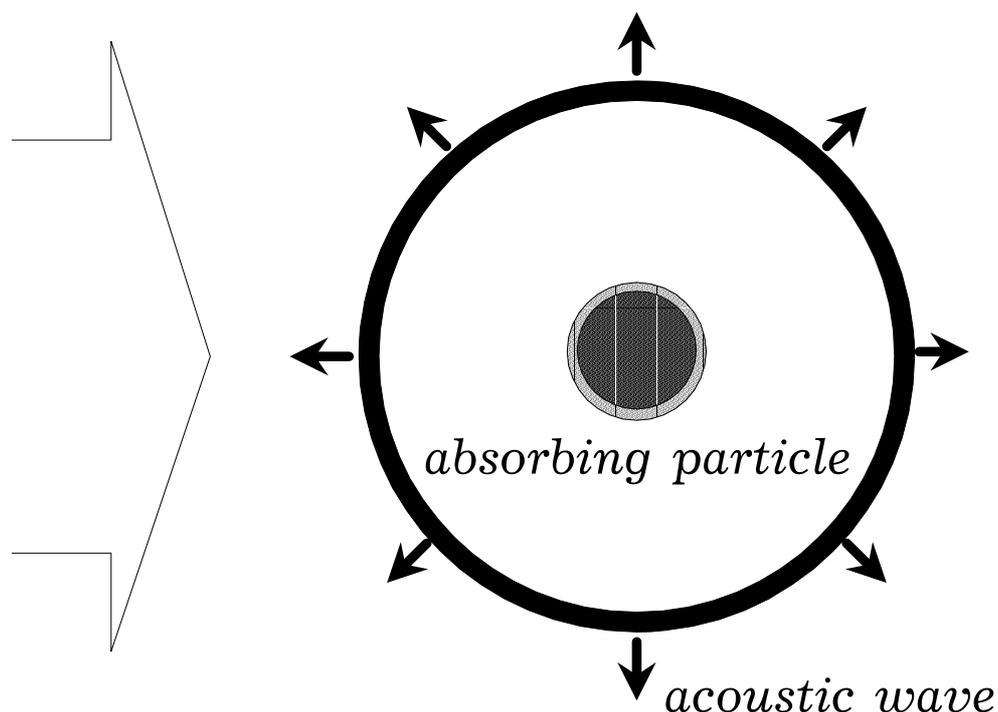


Рис.5.8. Геометрия акустической волны, возбуждаемой поглощающей частицей.

Давление  $p'$  в этой волне определяется скоростью изменения объема  $V$  частицы и прилегающего к ней слоя среды:

$$p'(\tau = t - r/c_0) = \frac{\rho_0}{4\pi r} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}. \quad (5.16)$$

Поскольку изменение  $\delta V$  элемента объема  $dV$  связано с температурой соотношением

$$\delta V = \beta^* T' dV, \quad (5.17)$$

то величину изменения  $V$  можно найти интегрированием пространственного распределения температуры:

$$V = 4\pi \int_0^{R_p} r^2 \beta_p^* T'_p dr + 4\pi \int_{R_p}^{\infty} r^2 \beta^* T' dr \quad (5.18)$$

(здесь  $\beta_p^*$  – эффективный коэффициент теплового расширения материала частицы).

Для случая термически крупной частицы ( $R_p > \sqrt{\chi_p \tau_L}$ ) из соотношений (5.16) и (5.18) с учетом решения системы (5.12)-(5.13) давление в излучаемой акустической волне определяется выражением:

$$p'(\tau) = \frac{\sigma_0 I_0}{4\pi r} \frac{\rho_0 \beta^* \chi}{\kappa} \frac{1 + \frac{\beta_p^* \sqrt{\chi_p}}{\beta^* \sqrt{\chi}}}{1 + \frac{\kappa_p \sqrt{\chi_p}}{\kappa \sqrt{\chi}}} \frac{\partial f(\tau)}{\partial \tau} \quad (5.19)$$

(здесь  $\sigma_0$  – сечение поглощения света для отдельной частицы). Согласно (5.19), временной профиль акустического импульса, излучаемого при тепловом расширении частицы и прилегающего к ней слоя среды, повторяет форму производной временной огибающей лазерного импульса.

В случае термически мелкой частицы ( $R_p < \sqrt{\chi_p \tau_L}$ ) необходимо учитывать соотношение между радиусом частицы  $R_p$  и

толщиной прогретого слоя окружающей среды  $\sqrt{\chi \tau_L}$ . Для "ультрамелкой" частицы ( $R_p \ll \sqrt{\chi \tau_L}$ ) возбуждаемый акустический импульс описывается выражением:

$$p'(\tau) = \frac{\sigma_0 I_0}{4\pi r} \frac{\rho_0 \beta^* \chi}{\kappa} \frac{\partial f(\tau)}{\partial \tau} \quad (5.20)$$

и также повторяет временную зависимость производной формы лазерного импульса. Амплитуда возбуждаемой акустической волны определяется только тепловым расширением окружающей среды, а роль частиц сводится к поглощению света и соответствующему нагреву среды. Если толщина прогретого слоя среды мала по сравнению с радиусом частицы ( $\sqrt{\chi \tau_L} \ll R_p \ll \sqrt{\chi_p \tau_L}$ ), то преобладающим является тепловое расширение частицы:

$$p'(\tau) = \frac{\sigma_0 I_0}{4\pi r} \frac{\rho_0 \beta_p^* \chi_p}{\kappa_p} \frac{\partial f(\tau)}{\partial \tau}. \quad (5.21)$$

В этом случае также профиль импульса акустического давления повторяет производную формы огибающей лазерного импульса.

Таким образом, во всех описанных случаях при термооптической генерации звука отдельной поглощающей частицей в среде возбуждается сферическая акустическая волна, временной профиль которой повторяет производную формы лазерного импульса.

Пусть концентрация частиц такова, что за время действия лазерного импульса  $\tau_L$  акустические поля от отдельных частиц перекрываются ( $\tau_L > \tau_a = d/2c_0$  или  $d < 2c_0\tau_L$ ), но по-прежнему температурные поля, создаваемые в среде при нагреве отдельных частиц, не интерферируют ( $n_p < (4\chi\tau_L)^{-3/2}$ ,  $d > 2\sqrt{\chi\tau_L}$  или  $\tau_L < \tau_0$ ).

В этом случае давление в излучаемой акустической волне описывается выражением:

$$p'(\tau) \sim \int \sigma(\mathbf{r}') \frac{\partial f(t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c_0)}{\partial t} dV', \quad (5.22)$$

где  $\sigma(\mathbf{r}')$  – пространственное распределение сечений поглощения частиц. В первом приближении (относительно слабое рассеяние света)  $\sigma(\mathbf{r}') = \sigma_0 n_p(\mathbf{r}')$ ,  $n_p(\mathbf{r}')$  – концентрация частиц.

В общем случае, как указывалось выше, оптоакустический сигнал в микронеоднородной среде может быть представлен как суперпозиция акустического сигнала микрооднородной среды (5.7) – (5.8), определяемого некоторым средним поглощением света  $\langle \mu_a \rangle$  (5.9) – (5.10), и акустических импульсов от поглощающих частиц (5.19) – (5.22). Разделение этих двух вкладов позволит определить как распределение среднего поглощения света в объеме среды (см. формулы (5.9), (5.10)), так и распределение поглощающих частиц:

$$\sigma(-c_0\tau) \sim \int_{-\infty}^{\tau} [p'(\xi) - \exp(\langle \mu_a \rangle c_0 \xi)] d\xi, \quad \tau = t + z/c_0 < 0. \quad (5.23)$$

Это выражение справедливо для акустической волны, распространяющейся в глубь поглощающей среды (при непосредственной регистрации акустического сигнала). При косвенной регистрации акустического сигнала (в прозрачной среде)

$$\sigma(c_0\tau_{tr}) \sim \int_{\tau_{tr}}^{\infty} [p'(\xi) - \exp(-\langle \mu_a \rangle c_0 \xi)] d\xi, \quad \tau_{tr} = t + z/c_{0tr} > 0. \quad (5.24)$$

Таким образом, выражения (5.9) – (5.10) и (5.23) – (5.24) позволяют

получить пространственное распределение светопоглощающих неоднородностей в прозрачной, поглощающей или рассеивающей свет среде, то есть решить задачу оптоакустической томографии неоднородной среды