

О ФОРМИРОВАНИИ ТЕПЛОВЫХ СТРУКТУР ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СИЛЬНО НЕЛИНЕЙНОГО ЗВУКА В ГАЗАХ

А.И. М а л к и н

Известно, что между эффектами теплового самовоздействия волн в оптике и акустике существует качественная аналогия, примером которой может служить тепловая само- и дефокусировка, самопросветление и т.д. Одним из эффектов, обнаруженных при распространении лазерного излучения в газах, являются волны „лазерного горения“ [1, 2], представляющие собой распространяющиеся к источнику излучения самоподдерживающиеся тепловые волны. Близкий по смыслу эффект возможен и при распространении мощного звука. Аналогия здесь является неполной, поскольку поглощение нелинейного звука в газах существенно отличается от поглощения лазерного излучения. Если для инициирования „лазерного горения“ необходимо наличие преграды, для звуковой волны при больших акустических числах Рейнольдса немонокотное распределение температуры по массе газа естественным образом появляется за счет немонокотной зависимости диссипации от расстояния до источника [3].

Теплоперенос в газах при прогреве до температур $\sim 10^3$ К определяется молекулярной теплопроводностью и, в силу $Re_A \gg 1$, не может конкурировать с переносом энергии в акустической волне. Поэтому применение мощного звука позволяет прогревать газ до высоких температур в глубине при незначительном разогреве у источника. Эволюция тепловой неоднородности определяется, в основном, взаимодействием с порождающей акустической волной, которое может приводить к возникновению гидродинамической неустойчивости.

Целью настоящей работы является оценка характерных параметров и возможных условий наблюдения тепловых структур, возбуждаемых при глубоком прогреве газа в сильно нелинейной звуковой волне.

При $Re_A \gg 1$ диссипация энергии в звуковой волне происходит на формирующихся в ее профиле ударных разрывах. Поскольку приращение энтропии на ударном разрыве является величиной третьего порядка малости относительно безразмерной амплитуды давления $\Delta p / \rho_0 c_0^2 \sim \varepsilon \ll 1$; время формирования тепловой неоднородности имеет порядок $1/\omega \varepsilon^3$. На расстояниях по массе газа $m \ll \rho_0 c_0 / \omega \varepsilon^3$ можно пренебречь запаздыванием и с точностью $O(\varepsilon^2)$ считать, что процесс прогрева происходит при постоянном давлении. Распределение температуры по массе имеет два резко отличающихся масштаба: в области затухания амплитуд разрывов характерная длина есть $\rho_0 c_0 / \omega \varepsilon$, т.е. неоднородность является плавной; в ближней

к источнику области возрастания амплитуд масштаб неоднородности за время $\sim 1/\omega \varepsilon$ становится величиной порядка длины волны и в дальнейшем существенно отражение. Это оправдывает замену синусоидальной на источнике волны на волну в форме симметричной пики, в результате чего область возрастания амплитуд разрывов вырождается в плоскость. Кроме того, для упрощения предполагается, что источник является прозрачным для отраженной волны.

Уравнения самосогласованной задачи о прогреве газа, полученные усреднением уравнений газовой динамики в лагранжевых координатах, поддаются только численному решению. Однако до тех пор, пока область больших градиентов температуры мала по сравнению с длиной волны звука, приближенное решение уравнения „быстрой“ акустической подсистемы при $Re_A \rightarrow \infty$ может быть получено стандартными методами [4]. В результате уравнение, описывающее медленный процесс эволюции тепловой неоднородности, в безразмерных переменных принимает следующий вид:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \alpha \frac{\partial}{\partial x} u^{n-1} \frac{\partial u}{\partial x} + \dot{Q} \quad (1)$$

$$\dot{Q} = u^{1/4} B^3(\tau) \left[1 + B(\tau) \int_{x_p(\tau)}^x u^{1/4}(x', \tau) dx' \right]^{-3} \gamma(x - x_p),$$

где $u = T/T_0$, $\tau = (\gamma^2 - 1)\varepsilon^3 \omega t / \delta$, $x = (\gamma + 1)\varepsilon \omega m / \rho_0 c_0$, $\alpha = \delta(\gamma + 1)x_0 \omega / (\gamma - 1)\varepsilon c_p \rho_0 c_0^2$, $\gamma(\cdot)$ – ступенчатая функция (обозначения общепринятые). Уравнение (1) содержит две неизвестные функции времени – координату образования разрывов в профиле волны $x_p(\tau)$ и падающей и падающей волн. В первом по малому параметру $\omega / \rho_0 c_0$ приближении $B(\tau) = 2u^{-1/4}(x_p, \tau) / (1 + u^{-1/2}(x_p, \tau))$, а x_p определяется из соотношения

$$\int_0^{x_p} u(x', \tau) dx' = 1. \quad (2)$$

На временах $\omega t \ll \rho_0 c_0^2 c_p / \lambda_0 \omega$ теплопроводность не играет существенной роли, $x_p \approx 1$ и для максимальной температуры газа $u_m(\tau)$, совпадающей с температурой в плоскости образования разрывов, имеем

$$\ln u_m + 6u_m^{1/2} + 3u_m + \frac{2}{3}u_m^{3/2} - \frac{29}{3} = 8\tau. \quad (3)$$

На начальной стадии формирования тепловой структуры, пока самодействие несущественно, распределение температуры по массе газа при $x \geq 1$ имеет вид $u = 1 + \tau x^{-3} + O(\tau^2 x^{-3})$.

Получить представление о форме тепловой неоднородности при глупом прогреве можно из асимптотических решений (1) при $\alpha=0$. Разложением по степеням $x-1$ можно показать, что вблизи плоскости образования разрывов решение выходит на автомодельный режим с постоянной полушириной:

$$u_y = u_m(\tau) [1 + 4(x-1)]^{-2} \gamma(x-1). \quad (4)$$

Равномерно пригодная по τ асимптотика при $x \rightarrow \infty$ не зависит от $B(\tau)$ и в этом смысле является универсальной:

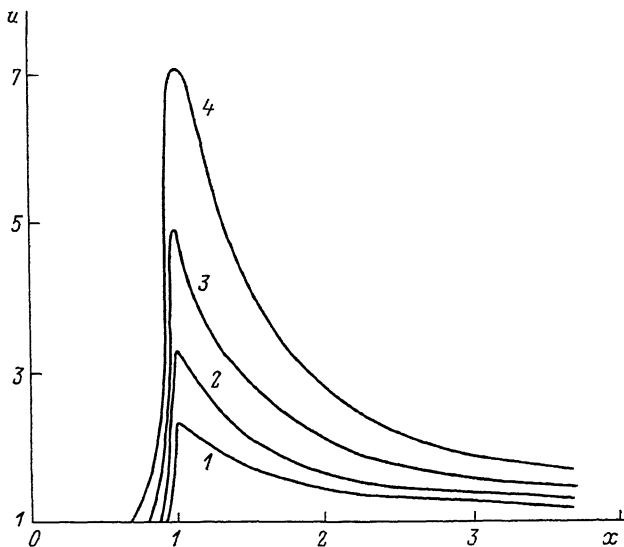
$$u_\infty = f(x\tau^{-1/3}) = 1 + \tau x^{-3} + O(\tau^{4/3} x^{-4}).$$

Как следует из приведенных соотношений, основная часть диссипируемой в газе энергии локализована в области $1 < x \leq 3$, причем полуширина распределения температуры убывает от 0.26 на начальной стадии до 0.10 при высоких температурах. При $\tau \gg 1$ отношение потока энергии в зону интенсивного прогрева к мощности источника убывает как $\tau^{-1/3}$, что обусловлено отражением звука от резкой границы тепловой неоднородности.

Учет конечной теплопроводности, необходимый при $\omega t \gg \beta_0 c_0^2 c_p / \alpha_0 \omega$ существенно влияет на поведение решения в ближней к источнику области больших градиентов температуры. Ясно, что вблизи фронта интегральным членом в (1) можно пренебречь. Полученное в результате уравнение с вытекающим из (2) условием для скорости смещения плоскости образования разрывов допускает автомодельное решение, не удовлетворяющее начальному условию. Естественно предположить, что при $u_m \gg 1$ влияние начальной температуры на структуру фронта ослабевает, решение в области высоких температур близко к автомодельному. В этом случае массовая координата образования разрывов движется к источнику по универсальному закону $1 - x_p \sim \sqrt{\alpha} \tau^{1+2n/6}$, а показатель степени в законе возрастания максимальной температуры газа $u_m \sim \tau^{2/3}$ не меняется. Интересно, что эйлерова координата плоскости образования разрывов, как следует из (2), остается постоянной в течение всего процесса.

При умеренных температурах прогрева задача решалась численно. По аналогии с теорией теплового распространения пламени [5] на первом этапе из (1) без интегрального члена и (2) определялись x_p и $u(x_p, \tau)$ после чего из (1) в пренебрежении теплопроводностью рассчитывалось распределение температуры в области плавного изменения. Результаты расчетов для $n=1$, $\alpha=4.6 \cdot 10^{-3}$ приведены на рисунке.

Вопрос об устойчивости рассматриваемых термоакустических структур требует специального исследования. На уровне качественной оценки можно выделить два механизма возникновения неустойчивости: первый обусловлен взаимодействием звука с фронтом тепловой волны и сводится к рэлей-тейлоровской неустойчивости в переменном поле ускорений, второй связан с увеличением диссипации



Эволюция профиля тепловой структуры: 1 - $\tau = 1.92$, 2 - $\tau = 3.19$, 3 - $\tau = 5.26$, 4 - $\tau = 9.08$.

в области с повышенной температурой. Представляется очевидным, что наиболее опасен первый механизм, поскольку время нарастания неустойчивости этого типа может быть значительно меньше характерного времени прогрева.

Как известно, контактный разрыв в звуковом поле является неустойчивым относительно возмущений с достаточно малой длиной волны [6]. С другой стороны, при конечных диссипативных коэффициентах существует некоторый минимальный масштаб, такой, что возмущения с меньшей длиной волны сглаживаются за время порядка периода звуковых колебаний. Неустойчивость обусловлена существованием промежуточных масштабов. Пользуясь результатами [6], условия потери устойчивости можно сформулировать в виде

$$u(x_p, \tau) (\sqrt{\epsilon Re_A} - 1) \geq \sqrt{\epsilon Re_A} + 1.$$

При выполнении этого условия следует ожидать появления ячеистой структуры фронта тепловой волны и, с ростом $u(x_p, \tau)$, перехода к турбулентному режиму прогрева.

Второй механизм неустойчивости, по-видимому, не может иметь существенного значения. В отличие от аналогичного механизма при горении, для термоакустических структур стабилизирующим фактором является градиент радиационного давления, направленный к источнику. Характерное время выравнивания возмущений за счет тепловой конвекции в поле сил радиационного давления даже для возмущений наибольшего масштаба имеет порядок $1/\omega \epsilon^2$ и значительно

меньше времени прогрева, что дает возможность предположить структурную устойчивость распределения температуры в газе.

Рассматриваемые тепловые структуры могут возникать как при фокусировке звука в трубку, так и при использовании звуковых генераторов большой мощности. Например, в воздухе при нормальных условиях источник мощностью около 0.25 Вт/см^2 и частотой 50 кГц ($\varepsilon \approx 0.01$, $Re_A \approx 600$) будет формировать тепловую неоднородность на расстоянии около 30 см с характерным временем 120 с . При этом появление неустойчивости возможно при температурах выше 750 К приблизительно через 4 минуты после начала прогрева.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бункин Ф.В., Конов В.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 609-611.
- [2] Райзер Ю.П. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 2127-2132.
- [3] Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 287 с.
- [4] Лейбович С., Сибасс А. В сб.: Нелинейные волны, М.: Мир, 1977, с. 113-149.
- [5] Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980. 479 с.
- [6] Раушенбах Б.В. Вибрационное горение. М.: ГИФМЛ, 1961. 500 с.

Московский
инженерно-строительный
институт им. В.В.Куйбышева

Поступило в Редакцию
13 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 4
05; 07

26 февраля 1989 г.

НЕТЕРМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ ТИТАНОВОЙ ФОЛЬГИ ЛАЗЕРНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ МАЛОЙ МОЩНОСТИ

А.П. Колосов, Л.Н. Григоров

При маломощном освещении полубесконечной среды ($I \lesssim 10^6 \text{ Вт/см}^2$) опто-акустическое преобразование энергии света происходит по тепловому механизму с низкой эффективностью $\eta \sim 10^{-6}$, не зависящей от длительности импульса облучения τ [1]. Однако для тонких металлических фольг была показана возможность режима квантовой генерации гиперзвуковых акустических волн, энергия которых экспоненциально зависит от $(I - I_0) \tau$, где I_0 - порог начала генерации $\sim 10^5 \text{ Вт/см}^2$ [2, 3]. Если при $I < I_0$ вся