

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  $0.25 \text{ Вт/см}^2$  и частотой  $50 \text{ кГц}$  ( $\varepsilon \approx 0.01$ ,  $Re_A \approx 600$ ) будет формировать тепловую неоднородность на расстоянии около  $30 \text{ см}$  с характерным временем  $120 \text{ с}$ . При этом появление неустойчивости возможно при температурах выше  $750 \text{ К}$  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  $\tau$  [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

энергия света  $W = I\tau$  переходит в тепло, то при  $I \gg I_0$  теоретически достижимо  $q \sim 1$ , когда основная часть  $W$  расходуется не на нагрев фольги, а на раскачку в ней звуковых волн. Хотя в [4, 5] гипотеза [2, 3] была косвенно подтверждена, ее прямая проверка может быть основана на том, что при неограниченном экспоненциальном нарастании амплитуды колебаний в фольге должно происходить механическое разрушение металла при температуре, которая заметно ниже  $T_{\text{плав}}$ .

Титановая фольга ( $T_{\text{плав}} = 1941$  К) толщиной  $D = 12-15$  мкм облучалась как в вакууме, так и в аргоне импульсами  $Nd$ -лазера с  $\tau \approx 10^{-3}$  с. Величина  $I$  варьировалась фокусировкой пучка (минимальный диаметр пятна облучения 6 мм) при постоянном отношении  $W$  к  $I$ . К теневой поверхности фольги в центре пятна облучения приваривалась нихромовая проволока ( $d \sim 10$  мкм), закрепленная так, чтобы являющийся спаем термопары контакт титан-нихром не нарушался даже при разрушении центральной части фольги. Быстродействие термопары определяется временем прогрева фольги ( $\sim 10^{-5}$  с). При использовавшихся условиях импульсного облучения динамическая погрешность термопары не превышает 25 % и обрабатывается за время 5-10 мс. В области 300-750 К термопара практически линейна.

При облучении в аргоне температуру измеряли одновременно термопарой и быстродействующим пирометром, откалиброванным по излучению нагретой фольги для учета ее коэффициента серости. Показания обоих приборов записывались с периодом  $10^{-5}$  с с начала импульса облучения. Установлено, что во всех режимах облучения термопара и пирометр дают одинаковую кинетику роста температуры фольги  $T(t)$ . Некоторый разброс абсолютных значений температуры (рис. 1) связан с погрешностью калибровки пирометра, а также с некоторой неравномерностью теплового поля фольги, т.к. термопара измеряет локальную температуру в центре зоны облучения, а пирометр сильнее реагирует на излучение наиболее нагретых участков во всей зоне диаметром 6 мм.

Было обнаружено, что в вакууме, начиная с  $I \approx 48$  кВт/см<sup>2</sup>, в центре фольги образуется сквозное отверстие неправильной формы, достигающее нескольких миллиметров при  $I \sim 60-80$  кВт/см<sup>2</sup>. В аргоне начало разрушения титана требует несколько больших  $I$ , чем в вакууме. Существенно, что к окончанию  $\tau$  температура фольги в зоне разрушения варьирует от 450 К в вакууме до 700 К в аргоне (рис. 1), что в 3-4 раза ниже  $T_{\text{плав}}$ . Оценки показывают, что при большом диаметре пятна облучения и величине  $\tau$ , на два порядка превосходящей характерное время теплопередачи в фольге, локальные температурные неравномерности не могут приводить к плавлению титана, т.к. они также много меньше  $T_{\text{плав}}$ .

В пользу вывода о нетермическом механизме разрушения свидетельствуют факты, доказывающие близость истинной и измеряемой температуры.

1. Совпадение кинетики  $T(t)$ , измеряемой двумя независимыми приборами с различными физическими принципами измерения,

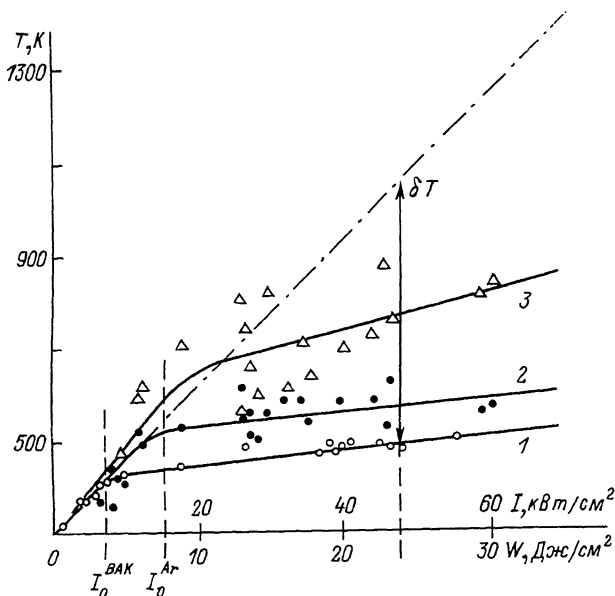


Рис. 1. Зависимость температуры фольги к концу импульса облучения от интенсивности и плотности падающей энергии: 1 - в вакууме, 2 и 3 - в аргоне. Кружки - показания термопары, треугольники - показания пирометра. Пунктиры соответствуют излому  $T(I)$  в вакууме -  $I_0^{vak}$  и в аргоне -  $I_0^{Ar}$ , а также началу разрушения фольги.

возможно лишь при отсутствии существенных погрешностей в работе каждого из них.

2. Оба прибора - термопара и пирометр - дают практически идентичные зависимости  $T(W)$ , характерный излом которых происходит при близких  $W$ . Разброс их абсолютных показаний не превышает 10% от  $T_{плав}$ , что создает достаточный запас надежности результатов измерения температуры.

При переходе всей поглощенной энергии в тепло становятся совершенно не понятны результаты, представленные на рис. 1, т. к. при дополнительном теплоотводе в аргоне температура фольги почему-то оказывается не ниже, а выше, чем в вакууме. Однако они хорошо согласуются с гипотезой [2, 3], согласно которой порог начала генерации звука в металле, помещенном в вязкую среду (Аргон), должен сдвинуться в сторону больших  $I$ . Действительно, в случае облучения фольги в аргоне точка излома обеих кривых на рис. 1 оказывается сдвинутой вправо, что удлиняет линейный участок роста  $T$  и приводит к увеличению температуры.

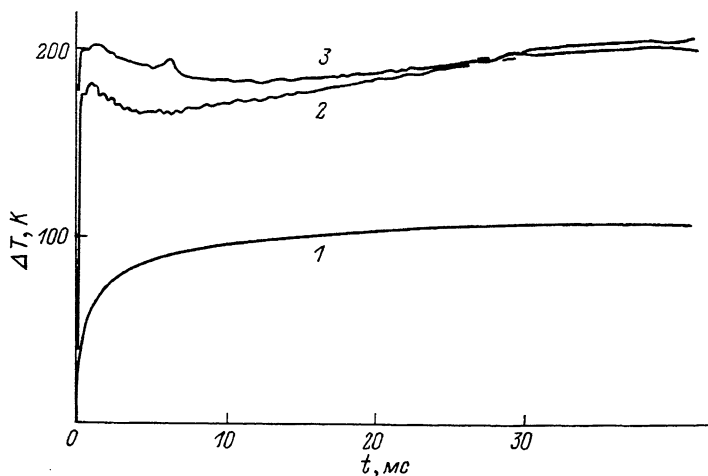


Рис. 2. Кинетика изменения температуры фольги в вакууме после облучения с различными  $I$  : 1 -  $I = 4$  кВт/см<sup>2</sup>, 2 -  $I = 48$  кВт/см<sup>2</sup>, 3 -  $I = 56$  кВт/см<sup>2</sup>.

Если допустить возможность перехода части энергии света в механические колебания фольги, то к моменту времени  $\tau$  ее температуру следует записать как

$$T = T_0 + \frac{I\tau\alpha(I)}{cD} [1 - \eta(I)], \quad (1)$$

где  $T_0$  - начальная температура,  $\alpha(I)$  - коэффициент поглощения излучения,  $c$  - объемная теплоемкость. Из рис. 1 видно, что при  $I \leq 10$  кВт/см<sup>2</sup> показания приборов линейны с хорошей точностью, т.е. протекает хорошо известный тепловой процесс с  $\eta \ll 1$ . Тогда (1) приводит к разумному для металла с блестящей поверхностью значению  $\alpha = 0.12 \pm 0.01$ . Однако на участке  $I > 15$  кВт/см<sup>2</sup> наклон кривых резко падает, соответствуя аномально низкому  $\alpha = 0.02 \pm 0.01$ . При малых  $I$  столь сильная зависимость  $\alpha(I)$  для металлов не известная. Плазменная экранировка излучения в этих условиях невозможна из-за низкой летучести титана при 500-700 К, а потери на излучение пренебрежимо малы. Если все же считать реальностью столь сильное снижение  $\alpha$ , то поглощенная энергия оказывается на порядок ниже необходимой для теплового разрушения титана.

Если же считать зависимость  $\alpha(I)$  слабой во всем диапазоне  $I$  (штрих-пунктир на рис. 1), то излом кривых при  $I > I_0$  указывает на резкое возрастание  $\eta(I)$ , причем с ростом  $I$  величина  $\eta(I) \rightarrow 1$ . Тогда  $\delta T$ , равная разности между штрих-пунктирной линией и экспериментальной кривой, пропорциональна энергии,

запасаемой фольгой в нетепловой форме. В этой связи обращает на себя внимание, что начало разрушения фольги соответствует равенству значений  $c\delta T$  и удельной теплоты плавления титана с точностью 20 %, в то время как полная энергия, поглощенная в зоне разрушения, в 4 раза меньше необходимой для нагрева фольги до  $T_{\text{плав}}$  и последующего плавления титана.

Очевидно, что металл разрушается не термически, а, скорее всего, под действием мощных механических сил, возникающих при раскатке в фольге акустических колебаний с неограниченной амплитудой.

При большой амплитуде колебаний становятся возможными нелинейные эффекты, приводящие к рождению долгоживущих солитонов, при распаде которых их энергия должна переходить в тепло с большим запаздыванием, что и демонстрирует рис. 2. Если фольга, облученная в вакууме с  $I < I_0$ , лишь медленно остывает после  $\tau$  (слабый рост температуры спаия в первые 10–15 мс вызван обработкой динамической погрешности), то после облучения с  $I > I_0$  температура фольги продолжает заметно возрастать в течение  $\sim 100$  мс после окончания подвода к ней энергии. На кинетических кривых 2 и 3, когда спай термодпары расположен точно на краю образовавшегося отверстия, видны многочисленные температурные „всплески“, ширина которых много меньше времени задержки их возникновения. Это указывает на локальный характер тепловыделения, ответственного за появление „всплесков“, что возможно при распаде акустических солитонов.

Таким образом, полученная совокупность данных прямо указывает на нетепловой механизм разрушения титановой фольги маломощным световым импульсом, подтверждая гипотезу о квантовой генерации звуковых волн.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Л я м ш е в Л.М. // Успехи физ. наук. 1981. Т. 135. В. 4. С. 637–669.
- [2] Г р и г о р о в Л.Н. Деп. в ВИНТИ, 1987, № 5633–В87, 5 с.
- [3] Г р и г о р о в Л.Н. Деп. в ВИНТИ, 1987, № 5634–В87, 5 с.
- [4] Г р и г о р о в Л.Н., К о л о с о в А.П. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 11. С. 1024–1029.
- [5] Я б л о к о в М.Ю., К о л о с о в А.П., Г р и г о р о в Л.Н. // Высокомолек. соедин. 1988. Т. 30(Б). № 8. С. 636–638.

Институт  
синтетических полимерных  
материалов АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
21 декабря 1988 г.