

О ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ ПОГЛОЩАЮЩИХ ПРИМЕСЕЙ В ТЕТРАНИТРАТЕ ПЕНТАЭРИТРИТА В ОБЛАСТИ ПРОЗРАЧНОСТИ МАТРИЦЫ

*В.А. Овчинников, аспирант, М.А. Лучшев, аспирант, А.Н. Яковлев, к.ф.-м.н.,
В.П. Ципилев, д.ф.-м.н., профессор
Томский политехнический университет, 634050, г.Томск, пр.Ленина,30
vladislav_ovchin@mail.ru*

Нагрев поглощающих неоднородностей в прозрачном ВВ частично исследовался ранее при решении задачи зажигания азид свинца лазерными импульсами различной длительности [1,2,3,4] в предположении того, что в матрице ВВ присутствуют частички свинца, в объеме которых локализуется энергия лазерного импульса (ЛИ). При этом в рамках тепловой микроочаговой модели инициирования, численными методами рассчитывался критический запас тепла в очаге и температура в его окрестности в широком диапазоне длительностей воздействующего лазерного импульса (ЛИ) от адиабатического до квазистационарного режимов.

В [3] дополнительно рассмотрен вопрос нагрева частиц свинца в азидной матрице и создания тепловых очагов («горячих точек») в допущении инертной среды, получены профили температурных полей микровключений при различных длительностях воздействия лазерным излучением (ЛИ).

В настоящее время большой интерес представляют экспериментальные работы по лазерному инициированию тэна, как не содержащего, так и содержащего включения нанразмерных частиц сажи и частиц различных металлов. Как правило, размеры примесных частиц различных металлов в различных экспериментах различались значительно (от 100 нм до 1000 нм), исключая возможность сопоставления порогов инициирования для различных материалов. Для выбора оптимальных условий инициирования смесевых составов на основе тэна, необходимо исследование процесса создания тепловых очагов на этапе их создания в условиях инертного окружения. Этому вопросу и посвящена данная работа.

Численное моделирование задачи лазерного нагрева поглощающей частицы проводилось по методике, изложенной в [1, 2, 3]. В общем случае для температуры инертного нагрева нагрева ΔT имеем:

$$\Delta T \sim k \cdot F \cdot H_{\Pi} \quad (1)$$

где $k = \frac{\sigma}{\pi \cdot R_0^2}$; $\sigma(R_0, \lambda_0, n_0, n_K)$ – сечение поглощения частицы радиусом R_0 , зависящее от длины волны ЛИ λ_0 , показателя преломления среды n_0 ; комплексного показателя преломления поглощающей частички n_K ;

$F = \frac{H_0}{H_{\Pi}}$; H_{Π} – плотность энергии ЛИ на поверхности ВВ; $H_0(d_{\Pi}, \mu, \beta, \chi)$ – плотность энергии в окрестности частички, зависящая от размера лазерного пучка d_{Π} на поверхности ВВ, показателей поглощения μ и рассеяния β , индикатрисы рассеяния элементарного объема χ [11].

Здесь же получим что $H_{\Pi} = q_{\Pi} \cdot \tau$:

$$\frac{\Delta T}{k \cdot F} \sim H_{\Pi} = \sigma \cdot \tau, \quad (2)$$

где q_{Π} – плотность потока ЛИ (Дж/см²).

Модель нагрева имеет вид [2]

$$\begin{cases} \frac{\delta T_1}{\delta t} = \frac{3 \cdot \alpha_2 \cdot c_2 \cdot \rho_2}{R_0 \cdot c_1 \cdot \rho_1} \cdot \frac{\delta T_2}{\delta r} + \frac{3 \cdot q_{\text{п}}}{4 \cdot R_0 \cdot c_1 \cdot \rho_1}, \\ \frac{\delta T_2}{\delta t} = \alpha_2 \cdot \frac{1}{r^2} \frac{\delta}{\delta r} \left(r^2 \frac{\delta T_2}{\delta r} \right) \end{cases} \quad (3)$$

где T_1 – температура частички; T_2 – температура ВВ; c_1 – удельная теплоемкость частички;

ρ_1 – плотность частички; c_2 – удельная теплоемкость ВВ; ρ_2 – плотность ВВ; r – координата точки нагрева в сферической системе координат; R_0 – радиус частички; α_2 – температуропроводность ВВ; $q_{\text{п}}$ – плотность потока ЛИ.

Решение (3) выполнялось для различных длительностей нагревающего импульса при постоянном значении $H_{\text{п}} = \text{const}$ и равным 50 мДж/см^2 , что соответствует экспериментально измеренной [2] пороговой плотности энергии инициирования чистого (не содержащего примесей) тэна при длительности лазерного импульса 10 нс (профиль импульса ЛИ принимался прямоугольным).

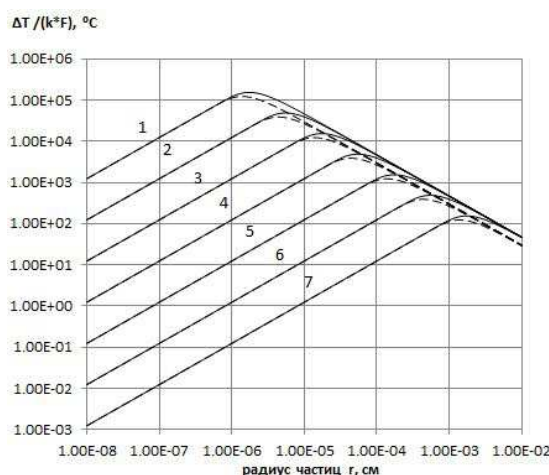


Рис. 1. Зависимость нормированной температуры нагрева сферической сажной (сплошные кривые) и алюминиевой (пунктир) частичек от радиуса R_0 . Плотность энергии на поверхности прессованного порошка тетранитрата пентаэритрита $H_{\text{п}} = 100 \text{ мДж/см}^2$, $k(R_0, \lambda_0, n_0, n_k) = 1$, $F(d_{\text{п}}, n_0, \beta, \mu) = 1$. Длительность лазерного импульса $\tau = 10^{-9} \text{ с}$ (1); 10^{-8} с (2); 10^{-7} с (3); 10^{-6} с (4); 10^{-5} с (5); 10^{-4} с (6); 10^{-3} с (7).

Результаты численных расчетов нагрева частиц ΔT приведены на рис. 1. Обращают на себя внимание общие закономерности нагрева частиц вне зависимости от их материала. Прежде всего, это то, что каждой длительности воздействующего импульса соответствует размер частиц, при котором она максимально разогревается. Так при длительности ЛИ $\tau = 1 \text{ нс}$ максимально разогреваются сажные частички с $R_0 \approx 100 \text{ нм}$, при $\tau = 1 \text{ мкс}$ – $R_0 \approx 500 \text{ нм}$ и при $\tau = 1 \text{ мс}$ – $R_0 \approx 20 \text{ мкм}$. Для алюминиевых частиц закономерность остается прежней, однако радиус частиц, где реализуется максимальный разогрев, несколько меньше, чем для сажных частичек.

В области частиц малых размеров их температура линейно растет с увеличением размера R_0 и уменьшается с увеличением τ . Такое поведение соответствует режиму квазистационарного нагрева ($\frac{\Delta T}{k \cdot F} = \frac{\sigma \Pi \cdot R_0}{4 \cdot \lambda_T}$, где λ_T – теплопроводность матрицы) область которого, тем шире, чем больше τ . В области больших значений R_0 с ростом R_0 , реализуется адиабатический режим: $\frac{\Delta T}{k \cdot F} = \frac{H \cdot \tau}{R_0 \cdot c \cdot \rho \cdot 4}$, где соответствует адиабатическому режиму нагрева, ΔT увеличивается с уменьшением длительности ЛИ.

Представляет теоретический и практический интерес поведение кривых нагрева при учете коэффициентов k и F . Так как, очевидно, что сечение поглощения частиц может оказывать значительное влияние на их нагрев особенно в области малых размеров. С целью определения влияния коэффициента k , проведен расчет его значений по выражениям из теории Ми для сажных и алюминиевых частиц в выбранном диапазоне размеров R_0 на длинах волн лазерного излучения 1064 нм, 532 нм и 354,7 нм, соответствующих 1, 2 и 3-й гармоникам излучения неодимового лазера и находящихся в области прозрачности матрицы тэна.

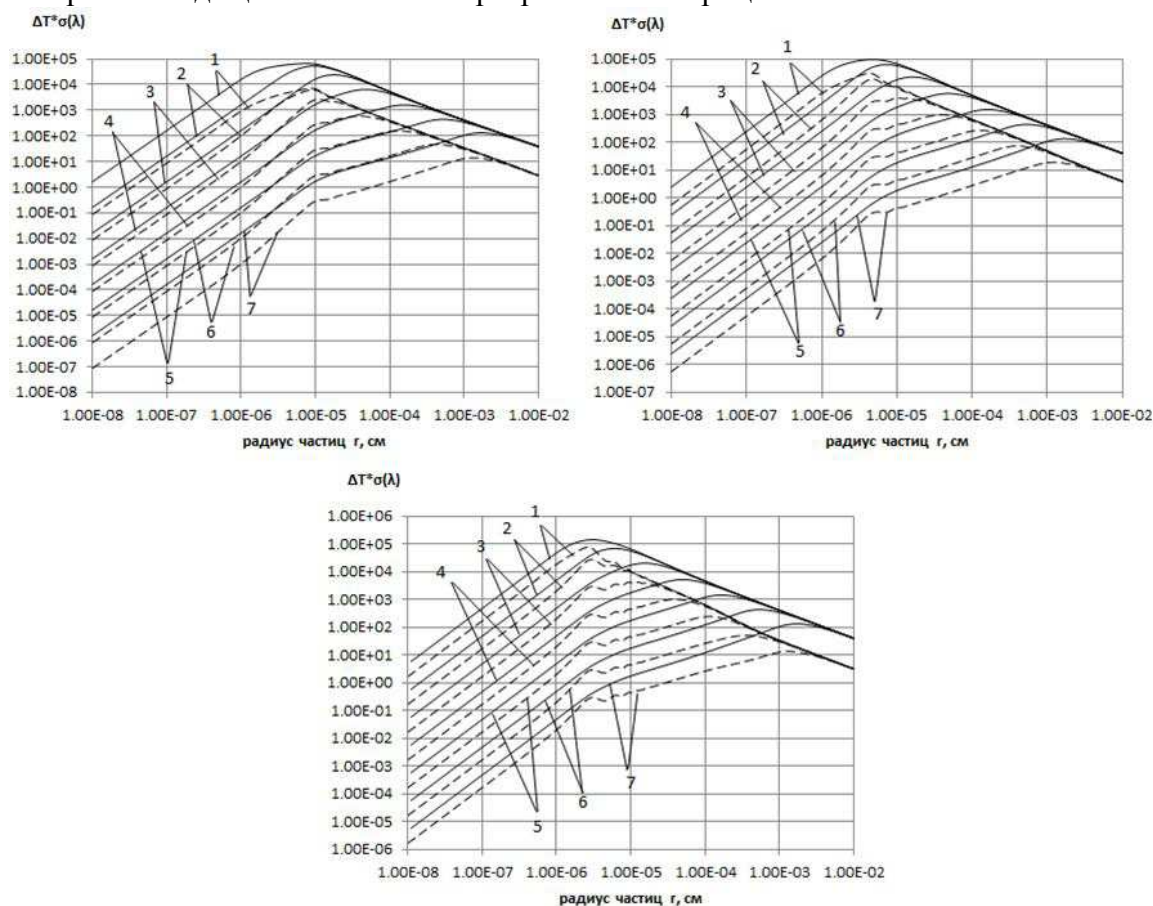


Рис. 2. Зависимость температуры нагрева от R_0 при $F = 10$ с учетом $k(R_0)$ при $\lambda_0 = 1064$ нм для сажных (сплошные кривые) и алюминиевых (пунктир) частиц в матрице тэна. б – то же для $\lambda_0 = 532$ нм; в – то же для $\lambda_0 = 354,7$ нм. Длительность лазерного импульса $\tau_{пс}$: 10^{-9} (1); 10^{-8} (2); 10^{-7} (3); 10^{-6} (4); 10^{-5} (5); 10^{-4} (6); 10^{-3} (7).

На рис. 2 а, б, в приведены результаты расчетов температуры нагрева поверхности частиц с учетом значений $K(R_0, \lambda_0, n_0, n_K)$ и $F(d_n, \lambda_0, n_0, P_{\text{лп}}, \chi, \mu, \beta)$. При этом значение F рассчитывалось при $d_n \rightarrow \infty$ (условие широкого лазерного пучка [1988]) и составило, по данным [моя] $F=12, 11, 10$ на длинах волн 1064 нм, 532 нм, 354,7 нм соответственно. Анализ рис. 2 показывает, что основные закономерности, связанные с формированием максимума нагрева для определения размера при заданной длительности импульса сохранились. Так для сажных (углеродных) частиц для $\tau_n = 10$ нс максимально разогреваются частицы при $R_0 = 100$ нм, $R_0 = 80$ нм и $R_0 = 50$ нм при облучении 1, 2 и 3 гармониками соответственно. Для алюминиевых частичек максимальный разогрев испытывают частицы размером $R_0 = 80$, $R_0 = 50$ и $R_0 = 25$ нм соответственно. По-прежнему, в области больших значений R_0 преобладает адиабатический режим нагрева ($\Delta T \sim 1/R_0$), однако в области малых значений R_0 ($R_0 < 100$ нм) учет сечения поглощения резко изменяет ход кривых, так что в этой области $\Delta T \sim R_0^2$. Таким образом, при постоянной энергии лазерного импульса различной длительности наблюдается сложная зависимость температуры нагрева поглощающих центров различной природы и, соответственно, запаса тепла в очагах разогрева от размера этих центров. Указанные закономерности и особенности необходимо учитывать при формировании и исследовании чувствительности смесевых составов к лазерному импульсному излучению.

Поскольку учет фазовых переходов, выгорания и температурных зависимостей теплофизических констант, чрезвычайно сложен и скорее всего неосуществим, решение задачи инертного нагрева представляет особый интерес как качественная картина, описывающая наиболее благоприятных условия нагрева для частиц особого радиуса.

В общем случае приведенный анализ наиболее благоприятных условий нагрева показывает, что температура сажных частиц в конце воздействия ЛИ может превосходить нагрев алюминиевых на порядок величины, и достигать высоких температур (до 1000 градусов). Для примесных частиц различной природы (углерод, алюминий) для каждой длительности воздействующего импульса существует свой определенный размер, при котором они максимально разогреваются. Так для часто используемой в экспериментах длительности ЛИ около 10 нс максимально разогреваются частички углерода размером $R_0 = 100$, $R_0 = 80$ и $R_0 = 50$ нм при облучении смеси излучением длиной волны 1064, 532 и 354,7 нм соответственно. Для алюминиевых частиц максимум нагрева наблюдается при $R_0 = 80$, $R_0 = 50$ и $R_0 = 25$ нм соответственно.

Список литературы:

1. Е.И. Александров, В.П. Ципилев. Размерный эффект при инициировании прессованного азид свинца лазерным излучением // ФГВ. — 1981. — Т. 17, № 5. — с. 77–81.
2. Е.И. Александров. Иницирование азид свинца лазерным излучением // ФГВ. — 1978. — Т. 7, № 4. — с. 86–90.
3. Е.И. Александров, В.П. Ципилев. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азид свинца к действию лазерного излучения // ФГВ. — 1984. — Т. 20, № 6. — с. 104–109.

4. Е.И. Александров, А.Г. Вознюк. Влияние статистики поглощающих неоднородностей на лазерное инициирование взрывчатого разложения // ФГВ. — 1988. — Т. 24, № 6. — с. 98–100.

ВЛИЯНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВЫРАЩИВАНИЯ МИКРОВОДОРОСЛИ CHLORELLA

*А. Н. Яковлев, к. ф-м. н., Д. М. Савинова, ассистент, Л. Л. Кругликова, студент
Томский политехнический университет, 634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30*
E-mail: DinaSavinova@gmail.com

Зеленые микроводоросли рода *Chlorella* недавно привлекли внимание мирового научного сообщества как многообещающие организмы.

Очень распространенной из хлорелл является *Chlorella vulgaris*. Она постоянно встречается массами в воде и в грязи луж, канав и прудов.

Огромный исследовательский интерес ученых всего мира к этой водоросли определяется, прежде всего, богатейшим составом всего спектра биологически активных веществ, высокой их концентрацией и сравнительно простой технологией получения больших количеств ее биомассы.

По своей питательности водоросль не уступает мясу и значительно превосходит пшеницу. Если в пшенице содержится 12 % белка, то в хлорелле его более 50 %. При аминокислотном анализе клеточного содержимого обнаружено 40 аминокислот, в том числе все незаменимые. В макро- и микроэлементный состав суспензии хлореллы входят кальций, фосфор, магний, калий, медь, железо, сера, цинк, кобальт, марганец, цирконий, рубидий, йод и др. микроэлементы [1].

Применение хлореллы в различных областях деятельности человека очень широкое:

- в сельском хозяйстве для подкормки растений, птиц и животных, в пчеловодстве и рыбном хозяйстве;
- в пищевой промышленности;
- в медицине, косметологии и парфюмерии;
- для очистки сточных вод и реабилитации водоёмов;
- для производства кислорода;
- для производства биотоплива.

Клетки делятся каждые двенадцать часов. Это и позволяет собирать фантастические урожаи. За год с каждого гектара водной поверхности бассейнов можно снять до 600 центнеров сухой биомассы [2].

Для производства биомассы хлореллы требуется соблюдать несколько условий. Это в первую очередь определенная питательная среда, наличие углекислого газа, температура и свет.

Питательная среда представляет собой смесь минералов и органики, насыщенную углекислым газом. Рост биомассы микроводоросли происходит только при определенной температуре, а именно 30-36°C.