

*Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет)*

ФАКУЛЬТЕТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ  
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Кафедра №37  
«ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА»

# ЛАЗЕРНАЯ ТЕХНОЛОГИЯ

Лекция-6



# Нелинейные случаи нагрева материала лазерным излучением

К нелинейным задачам нагрева среди относятся те, в которых один из перечисленных параметров зависит от температуры:

- а) коэффициент теплопроводности,
- б) коэффициент удельной теплоемкости,
- в) коэффициент теплоотдачи,
- г) тепловой поток на поверхности,
- д) внутренние источники (стоки тепла),
- е) положение границ тела.

Задачи, где от температуры зависят теплофизические коэффициенты, называют задачами с нелинейностями 1-го рода; где нелинейности вносят граничные условия - задачами с нелинейностями 2-го рода; где источники тепла зависят от температуры - задачами с нелинейностями 3-го рода

# Нелинейные случаи нагрева материала лазерным излучением

Если плотность потока излучения не превосходит первой критической плотности, наиболее важны задачи 1- и 2-го рода.

Если же плотность потока излучения превосходит, то по прошествии некоторого времени  $t$ , за которое достигается температура плавления на поверхности материала, необходимо рассмотреть задачи с нелинейностями 3-го рода; т.е. с нахождением положения границы раздела фаз.

При воздействии мощных потоков лазерного излучения обычно встречается наиболее общая задача, в которой все три вида нелинейностей присутствуют одновременно.

В случае нагрева материала до температуры плавления наибольшее влияние на результаты решения уравнения теплопроводности оказывает зависимость оптических постоянных среды от температуры.

# Нелинейности первого рода

Зависимость теплофизических коэффициентов материалов от температуры (нелинейности 1-го рода) обычно учитывается при решении уравнения теплопроводности методами линеаризации. При этом коэффициент теплопроводности может как возрастать с температурой (Cu, Fe, Au и др.), так и уменьшаться (Mo). В результате учета нелинейностей 1-го рода характер температурной зависимости от времени в целом сохраняется, хотя значения реальных температур могут значительно отличаться от расчетных данных, полученных для постоянных значений  $\kappa$ ,  $c$ ,  $\rho$ .

# Нелинейности второго рода

В случае нагрева материала до температуры плавления наибольшее влияние на результаты решения уравнения теплопроводности оказывает зависимость оптических постоянных среды от температуры, которая достаточно хорошо описывается линейным законом:

$$A(T) = a_0 + bT,$$

где  $a_0 = 0,75v_F/c$  ( $v_F$  - скорость электрона на поверхности Ферми,  $c$  - скорость света);  $b = \Omega_{пл} / 2\pi\sigma_0$  ( $\Omega_{пл}$  - плазменная частота:

$$\Omega_{пл} = (ne^2/m\kappa_0)^{1/2}$$

$n, e, m$  - соответственно концентрация, заряд и масса электрона;  $\sigma_0$  - статическая электропроводность,  $\kappa_0$  - диэлектрическая проницаемость).

Значения коэффициентов  $a_0$  и  $b$ , взятые из опытных данных, приведены в таблице:

# Нелинейности второго рода

Материал	$a_0$	$b \cdot 10^4 \text{ K}^{-1}$	Материал	$a_0$	$b \cdot 10^4 \text{ K}^{-1}$
Вольфрам,	0,024	1,03	Медь	0,028	0,14
Молибден	0	0,99	Графит	0,890	-0,40
Тантал	0,048	0,92	$\text{Al}_2\text{O}_3$	0,770	-4,20
Платина	0,099	0,64	Германий	0,747	-0,92

Приведенные в таблице данные соответствуют температурному диапазону до достижения точки плавления на поверхности материала.

При  $A = A(T)$  решение одномерной задачи теплопроводности ( $r_s \gg \sqrt{at}$ ) распадается на два случая - больших и малых значений параметра  $S = 4bq_0/\alpha k$

# Нелинейности второго рода

Решение уравнения теплопроводности (одномерная задача) при больших плотностях плотности мощности лазерного излучения, когда параметр  $S \gg 1$ :

$$T - T_0 = \frac{A_0}{b} \left[ \exp \left( \frac{bq_0 \alpha t}{\rho c} \right) - 1 \right]$$

Решение уравнения теплопроводности (одномерная задача) при умеренных плотностях плотности мощности лазерного излучения, когда параметр  $S < 1$ :

$$T - T_0 = \frac{A_0 q_0}{\rho c \sqrt{a}} \left\{ \frac{\rho c \sqrt{a}}{b q_0} \left[ \exp \left[ \left( \frac{b q_0}{\rho c \sqrt{a}} \right)^2 \cdot t \right] \cdot \operatorname{erfc} \left( -\frac{b q_0}{\rho c} \sqrt{\frac{t}{a}} \right) - 1 \right] + \frac{1}{\alpha \sqrt{a}} [1 + \exp(\alpha^2 a t) \cdot \operatorname{erfc}(\alpha \sqrt{a t})] \right\}$$

здесь  $q_0$  - плотность потока излучения на поверхности;  $T_0$  - начальная температура поверхности материала;  $A_0 = A(T_0)$  - начальное значение поглощающей способности среды.

# Нелинейности второго рода

Учет температурной зависимости поглощающей способности среды приводит к следующим особенностям в процессе нагрева. При  $S \gg 1$ , т.е. при очень больших плотностях потока лазерного излучения, возникает режим нагрева, не имеющий аналога в задаче с постоянным значением поглощающей способности среды  $A=A_0$ . В этом случае температура поверхности материала экспоненциально возрастает со временем. В случае умеренных плотностей потока  $S < 1$  (наиболее часто реализуемый случай) можно выделить два режима нагрева, определяемых временным интервалом.

Для отрезков времени  $t < \tau = \left(\frac{\rho c \sqrt{a}}{b q_0}\right)^2$  изменение температуры поверхности происходит в соответствии с формулой 6.2, полученной при  $b \rightarrow 0$ :

$$T - T_0 = \frac{2A_0 q_0 \sqrt{at}}{\sqrt{\pi \kappa}} + \frac{A q_0}{\rho c a \alpha} \left[ \exp(\alpha^2 at) \cdot \operatorname{erfc}(\alpha \sqrt{at} - 1) \right]$$

Таким образом, учет зависимости  $A=A(T)$  для отрезков времени  $t < \tau$  несуществен, и температура поверхности имеет корневую зависимость от времени, как и в случае решения линейной задачи теплопроводности

# Нелинейности второго рода

Для отрезков времени  $t \gg \tau$  из выражения 6.2 легко получить следующую формулу:

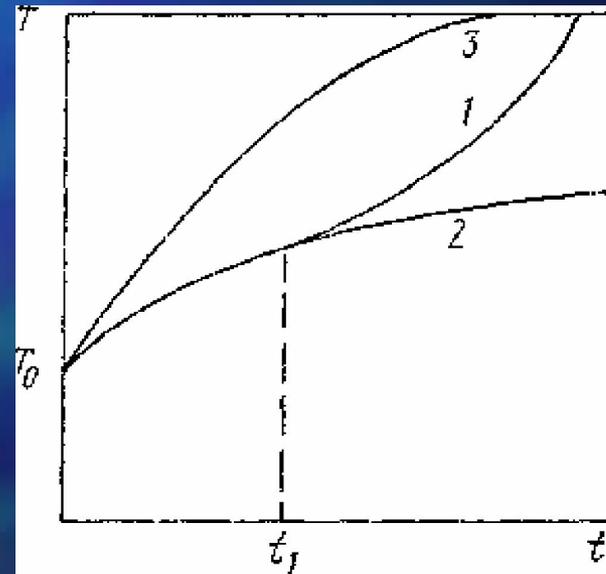
$$T - T_0 = \frac{2A_0}{b} \exp\left(\frac{bq_0}{\rho c \sqrt{a}}\right)^2 t,$$

Следовательно, рост температуры выходит на экспоненциальную зависимость, начиная со времени  $\tau_1 > 2\tau$ .

Графически решения уравнения теплопроводности в случае умеренных плотностей потока ( $S \ll 1$ ) приведены на рисунке:

- 1) - решение нелинейной задачи  $A = A(T)$ ;
- 2) - решение линейной задачи при  $A = A_0$ ;
- 3) - решение линейной задачи при  $A_{\text{ср}} = [A(T_0) + A(T_m)]/2$

Из рисунка видно, что решение нелинейной задачи уравнения теплопроводности при  $A=A(T)$  лежит в пределах, полученных для линейных задач при начальном  $A_0$  и усредненном значениях поглощающей способности материала.



# Нагрев с изменением фазового состояния

Многие приложения лазеров к обработке материалов связаны с началом фазовых превращений. Например, лазерное сверление включает нагрев до испарения, в то время, как лазерная сварка – и плавление и испарение. Рассмотрим результаты некоторых моделей лазерного сверления.

Модель плавления-вымывания.

При достижении температуры плавления образуется область расплава. В отсутствие возмущений граница расплава будет распространяться вглубь вещества со

скоростью:  $v_m = [Aq_0 / (\rho L_m + \rho c T_m)] \exp(-v_m \Delta / a)$ ,

где  $L_m$  - скрытая теплота плавления,  $\Delta$  - толщина расплава.

При  $v_m \Delta / a \ll 1$

$v_m^* = [Aq_0 / (\rho L_m + \rho c T_m)]$  – максимальная скорость движения расплава.

Зависимость толщины расплава  $\Delta$  от времени находится из уравнения сохранения объема вещества:

$$S(d\Delta/dt) = Sv_m(\Delta) - dV_{\text{потерь}}/dt,$$

где  $dV_{\text{потерь}}/dt$  – потери расплава в единицу времени, вызванные внешними причинами, например потоком газа, или давлением испаряющегося материала,  $S$  - площадь зоны расплава.

Если расплав непрерывно удаляется, то скорость фронта плавления равна  $v_m^*$  и

$$\Delta(t) = v_m^* t$$

# Нагрев с изменением фазового СОСТОЯНИЯ

Если расплав не удаляется, то его температура растет и достигает температуры кипения  $T_b$ . Это сопровождается возникновением волны испарения, движущимся со скоростью  $v_b = [Aq_0/(\rho L_b + \rho c T_b)]$ , где  $L_b$  - скрытая теплота испарения. При достижении третьей критической плотности мощности возникает эффект выдавливания жидкой фазы давлением паров и скорость сверления возрастает от значения  $v_b = [Aq_0/(\rho L_b + \rho c T_b)]$  до значения  $v_m^* = [Aq_0/(\rho L_m + \rho c T_m)]$  (см. рисунок)

