

ЛЕКЦИЯ 4.

А. Оптические свойства металлов

Оптические свойства металлов обычно описываются в терминах комплексного показателя преломления

$$m = n - ik,$$

где n - показатель преломления, k - коэффициент экстинкции. Коэффициент экстинкции связан с коэффициентом поглощения зависимостью

$$\alpha = 4\pi k/\lambda,$$

где λ - длина волны.

В случае нормального падения луча коэффициент отражения R_0 и поглощающая способность $A_0 = 1 - R_0$, называемая также степенью черноты поверхности $\epsilon = A_0$ определяются следующими выражениями:

$$R_0 = [(n - 1)^2 + k^2]/[(n + 1)^2 + k^2],$$

$$\epsilon = 4n/[(n + 1)^2 + k^2].$$

Для металлов n и k являются функциями длины волны и температуры. Пример зависимости от длины волны для титана при $T = 300K$ приведен на рис.1.

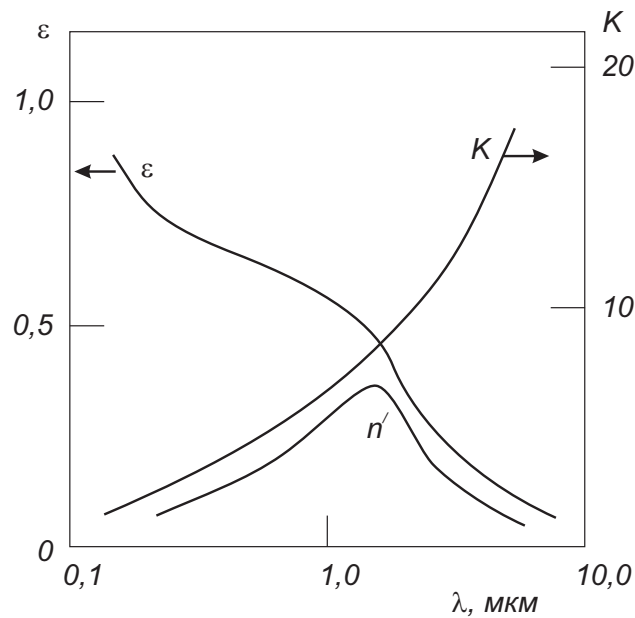


Рис. 1: Зависимость оптических коэффициентов титана от длины волны при комнатной температуре.

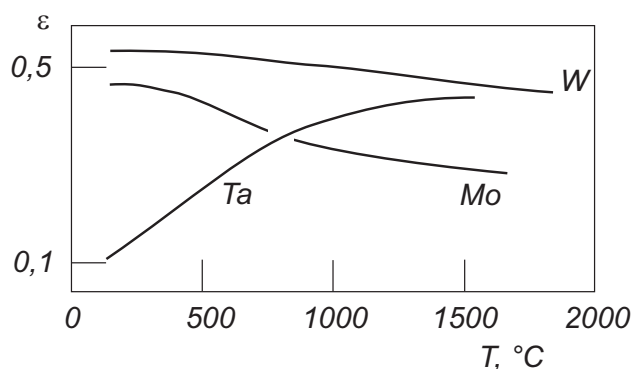
Полезно отметить, что в дальней инфракрасной области зависимость степени черноты от длины волны хорошо описывается законом $\epsilon \sim 1/\lambda^{1/2}$.

Параметры степени черноты ϵ для разных металлов и разных длин волн излучения лазеров при комнатной температуре сведены в таблицу I.

Таблица I:

| Металл | Ar^+ (0.5 мкм) | Рубин (0.69 мкм) | YAG(Nd) (1.06 мкм) | CO_2 (10.6 мкм) |
|----------|------------------|------------------|--------------------|-------------------|
| Алюминий | 0,09 | 0,11 | 0,08 | 0,019 |
| Вольфрам | 0,55 | 0,50 | 0,41 | 0,026 |
| Железо | 0,68 | 0,64 | 0,52 | 0,035 |
| Медь | 0,56 | 0,17 | 0,10 | 0,015 |
| Титан | 0,48 | 0,45 | 0,42 | 0,08 |
| Золото | 0,58 | 0,07 | 0,05 | 0,017 |

Температурные зависимости степени черноты ϵ для длин волн $\lambda = 1,06$ мкм и $\lambda = 10,6$ мкм представлены на рисунках 2 и 3 соответственно.

Рис. 2: Зависимости степени черноты разных металлов от температуры для $\lambda = 1,06$ мкм.

На степень черноты существенным образом оказывает влияние окисление поверхности металла при нагреве в атмосфере. Так, например, нагрев поверхности при 700 градусах в течение 2-5 минут увеличивает степень черноты молибдена и тантала почти в 10 раз.

Обобщенная диаграмма зависимости коэффициента отражения поверхности разных металлов от плотности энергии представлена на рис.4.

Роль степени черноты наиболее важна лишь на начальной стадии взаимодействия

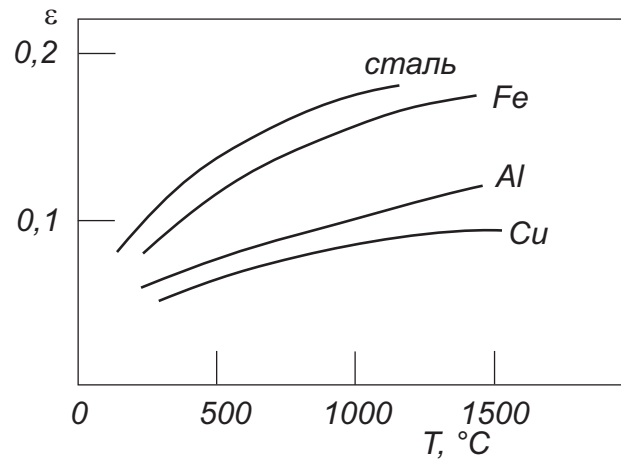


Рис. 3: Зависимости степени черноты разных металлов от температуры для $\lambda = 10,6$ мкм.

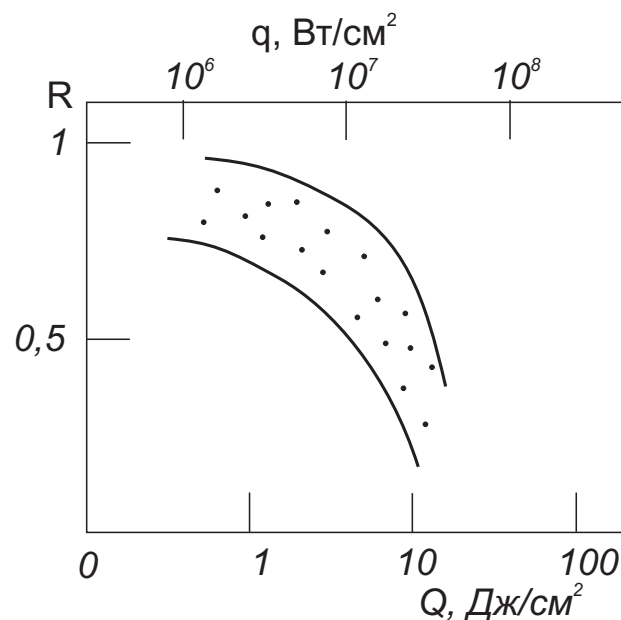


Рис. 4: Обобщенная диаграмма зависимости коэффициента отражения поверхности разных металлов.

лазерного излучения с поверхностью металла. В процессе нагрева и особенно после начала разрушения поверхности степень черноты значительно возрастает, что значительно увеличивает эффективность передачи энергии от лазерного излучения металлам.

Учитывая высокую степень поляризации лазерного излучения при обработке материалов наклонным пучком важно учитывать зависимость коэффициента отражения от угла падения луча, представленную на рисунках 5 и 6.

Для поляризации, при которой вектор электрической составляющей электромагнит-

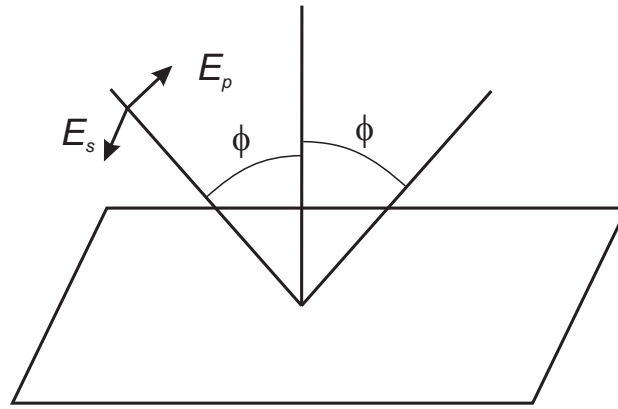


Рис. 5:

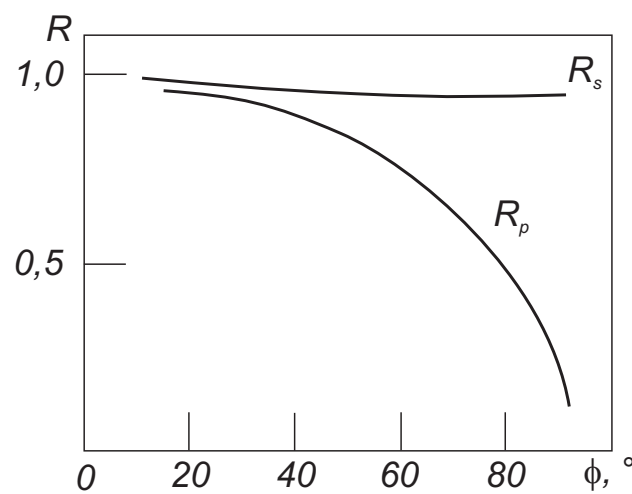


Рис. 6: Зависимость коэффициента отражения лазерного излучения от угла падения для двух поляризаций.

ной волны параллелен поверхности, коэффициент отражения практически не зависит от угла падения, в то время, как для перпендикулярной составляющей наблюдается резкое падение коэффициента отражения.

В. Пространственно-временные характеристики лазерного излучения, как источника тепла

Основную роль в создании той или иной зоны нагрева, определяющей характер лазерной технологической обработки, играют энергетические параметры – энергия, мощность, плотность потока энергии, а также длительность импульса, пространственная

и временная структура излучения, пространственное распределение плотности потока излучения в пятне фокусировки, физические свойства материала.

Распределение плотности потока q как импульсного, так и непрерывного лазерного излучения обычно не постоянно во времени, и в общем случае является функцией пространственных координат (x, y, z) и времени (t) :

$$q = q(x, y, z, t). \quad (4.1)$$

Лазерное излучение как источник тепла может иметь резко изменяющиеся пространственно-временные характеристики, Объемность источника тепла, т.е. зависимость его характеристик от координаты x в глубину тела, определяется свойствами обрабатываемого материала и длиной волны лазерного излучения, При расчетах температурного поля часто идеализируют свойства источника тепла, что приводит к заметным отклонениям расчетных данных от экспериментальных.

В непрозрачных материалах, к которым относятся металлы, ряд полупроводников и диэлектриков, поглощение лазерного излучения происходит в узком поверхностном слое толщиной

$$d = 1/\alpha, \quad (4.2)$$

где α – коэффициент поглощения, см^{-1} .

Для типичных металлов при длине волны $\lambda = 1$ мкм коэффициент поглощения составляет $\sim 10^5 \div 10^6 \text{ см}^{-1}$ и глубина поглощения не превышает $0,1 \div 1$ мкм. Поэтому в большинстве случаев для металлов и других сильно поглощающих сред лазерное излучение как источник тепла можно считать поверхностным, распределенным по поверхности в соответствии с некоторым законом.

В этом случае вместо (4.1) имеем

$$q = q(y, z, t), \quad (4.3)$$

т.е. распределение не зависит от координаты x .

В большинстве практических случаев упрощают структуру соотношения (4.3) и считают, что плотность потока лазерного излучения может быть представлена в виде произведения функции времени и координат поверхности:

$$q = A\varphi(t)q^*(y, z), \quad (4.4)$$

где A – поглощающая способность материала, в общем случае зависящая как от свойств материала и состояния поверхности (наличия окислов, степени механической, химической и других видов обработки), так и от ее температуры; $\varphi(t)$ – описывает временную структуру непрерывного, или импульсного излучения; $q^*(y, z)$ – пространственное распределение плотности потока излучения по поверхности.

В расчетах тепловых процессов обычно используют два типа пространственного распределения плотности потока: нормальное (гауссово) и равномерное по пятну нагрева радиусом r_0 . Для нормального распределения плотности потока справедливо равенство

$$q(r) = q_0 e^{-kr^2}, \quad (4.5)$$

где q_0 – плотность потока в центре пятна, k – коэффициент сосредоточенности, см^{-2} , определяющий степень “остроты” пространственного распределения источника тепла (чем больше k , тем большая часть плотности потока лазерного излучения как источника тепла сосредоточена вблизи его оси $r = 0$; $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ – радиальная координата.

Для равномерного распределения плотности потока по пятну нагрева радиуса r_0

$$q'(r) = \begin{cases} q_0, & r_0 \geq r \geq 0 \\ 0, & r > r_0 \end{cases} \quad (4.6)$$

Связь между распределениями (4.5) и (4.6) устанавливается через коэффициент сосредоточенности k в законе нормального распределения:

$$r_0 = B^* \cdot k^{-1/2}, \quad (4.7)$$

где B^* зависит от способа определения радиуса пятна нагрева r_0 в законе нормального распределения. Если определить r_0 как такое расстояние от центра пятна, при котором плотность потока лазерного излучения падает в $e \simeq 2,72$ раза, то $B^* = 1$.

Временные структуры импульсов излучения могут быть различными и зависеть от используемого режима генерации лазера.

В режиме свободной генерации типичная структура импульса представляет собой хаотический набор всплесков (пичков) различной амплитуды (пичковый режим, или режим свободной генерации) (рис. 7а). Временная структура импульса в режиме свободной генерации общей длительностью $\tau_i \simeq 1$ мс состоит из набора отдельных пичков

со средней длительностью около 1 мкс, следующих друг за другом со скважностью $\simeq 0,2$ мкс. Амплитуда отдельных пиков обычно непостоянна, хотя можно выделить передний фронт и обнаружить некоторую закономерность в уменьшении амплитуды отдельных пиков к концу импульса. Это позволяет математически описать огибающую пиков такого импульса с помощью колоколообразной несимметричной кривой, в частности, произведением степенной и показательной функций времени:

$$\varphi(t) = t^n \cdot \exp(-bt^m), \quad (4.8)$$

где n, m и b – некоторые числа (целые и дробные).

При режиме упорядоченных пульсаций мощность отдельных пиков и скважность пульсаций практически не меняются на протяжении всего импульса (рис. 7б). Импульс лазера, работающего в режиме упорядоченных пульсаций, представляет собой набор отдельных вспышек общей длительностью $\tau_i \simeq 1$ мс, имеющих длительность ~ 1 мкс и следующих друг за другом с постоянной на протяжении всего импульса скважностью. В отличие от режима свободной генерации амплитуда пиков сохраняет почти постоянное значение на протяжении значительной части импульса. При этом скважность можно менять в очень широких пределах, варьируя степень обратной связи в резонаторе лазера, например за счет частичного перекрытия каустики фототропными фильтрами. С некоторыми приближениями такой режим представляется с помощью периодической функции времени:

$$\varphi(t) = C(t) \cdot [1 - \cos \omega t], \quad (4.9)$$

где $C(t)$ – медленно меняющаяся функция времени, описывающая огибающую, которая в первом приближении равна 0,5, когда $0 \leq \varphi(t) \leq 1$; $\omega(t)$ – частота следования отдельных пиков в лазерном импульсе.

При квазинепрерывном (гладком) режиме генерации пички практически отсутствуют (рис. 7г). Длительность импульса τ_i в этом режиме близка к единицам миллисекунды, если не принимать специальных мер по увеличению или сокращению τ_i . В первом приближении для описания квазистационарного режима можно использовать ступенчатую функцию:

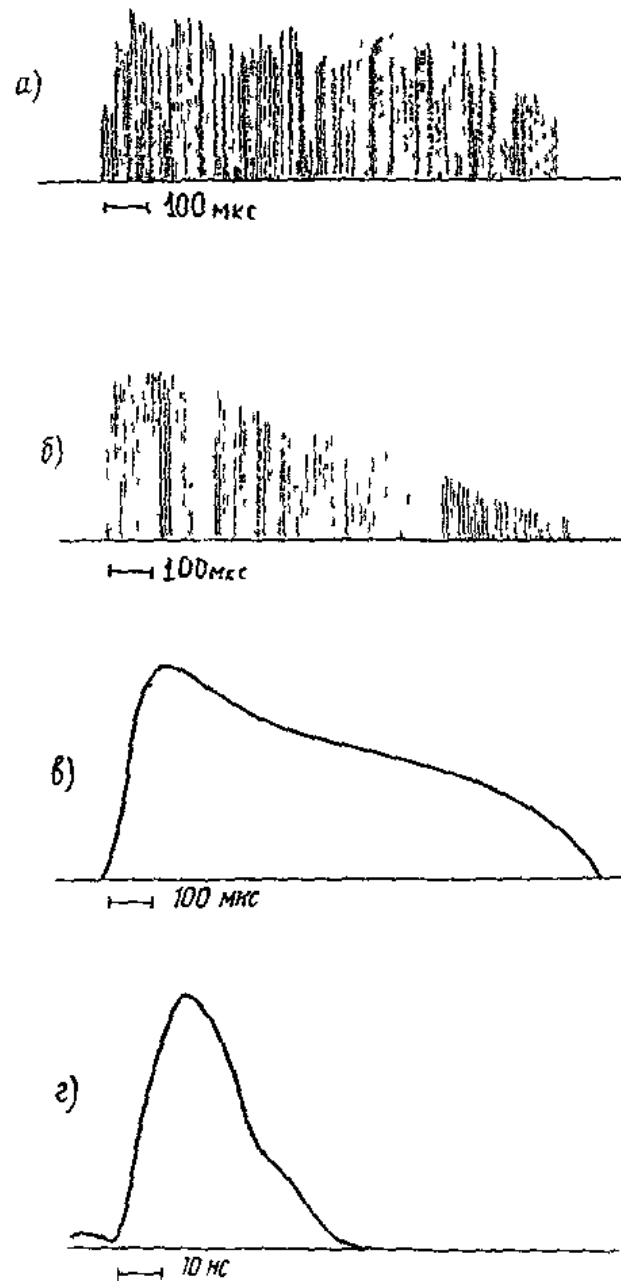


Рис. 7: Осциллограммы лазерных импульсов для различных режимов генерации.

$$\varphi(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & 0 \leq t \leq \tau_i \\ 0, & t > \tau_i \end{cases} \quad (4.10)$$

Модулирование добротности резонатора позволяет получать моноимпульсы лазерного излучения длительностью $\tau_i \simeq 10^{-8}$ с, временная структура которых может быть

описана функцией, близкой к треугольной. Крутизна переднего и заднего фронтов ее может различаться:

$$\varphi(t) = \begin{cases} Q/\tau_i \cdot t/\tau_i, & 0 \leq t \leq \tau_i \\ Q/\tau_i(2 - t/\tau_i), & \tau_i \leq t \leq 2\tau_i \\ 0, & t \geq 2\tau_i \end{cases} \quad (4.11)$$

Использование специальных методов синхронизации мод дает возможность получать ультракороткие импульсы, продолжительность которых $\tau_i = 10^{-11} \div 10^{-12}$ с.

В современных автоматизированных лазерных технологических установках предусмотрены широкие возможности управления формой импульсов для целей оптимизации того или иного технологического процесса. Например, имеется возможность получать импульсы с фронтами нарастания, или спада $t^{-1/2}$, $1/t$ и др. Это позволяет существенно сократить время протекания процесса, снизить экономические затраты и повысить качество таких процессов, как лазерная сварка, резка, сверление и др.