

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С МАТЕРИАЛАМИ.....	4
1.1. Взаимодействие лазерного излучения с материалами .....	4
1.2. Взаимодействие ускоренных электронов с веществом .....	8
Глава 2. ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ЛАЗЕРНОМ И ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОМ ОБЛУЧЕНИИ .....	17
2.1. Нагрев в отсутствие фазового перехода .....	17
2.1.1. Решение тепловых задач.....	17
2.1.2. Нагрев излучением лазера непрерывного действия.....	23
2.1.3. Нагрев под действием электронного луча .....	23
2.2. Плавление под действием лазерного и электронно-лучевого облучения.....	25
2.2.1. Лазерное излучение.....	25
2.2.2. Электронно-лучевая обработка.....	29
2.3. Испарение под действием лазерного и электронно-лучевого облучения.....	30
2.3.1. Лазерное излучение.....	30
2.3.2. Испарение электронным лучом .....	33
2.3.3. Образование ударных волн при лазерном облучении .....	34
2.3.4. Другие явления, сопровождающие действие лазерного излучения на материал .....	35
Глава 3. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ И ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ОБРАБОТКЕ ПОВЕРХНОСТИ МАТЕРИАЛОВ .....	37
3.1. Общие сведения .....	37
3.2. Закалка сталей с помощью лазерного излучения.....	41
3.3. Формирование аморфных структур в сплавах на основе железа.....	46
3.4. Лазерное осаждение пленок.....	47
3.5. Лазерное легирование.....	48
3.6. Лазерный отжиг полупроводников .....	49
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА .....	56

# **Глава 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С МАТЕРИАЛАМИ**

## **1.1. Взаимодействие лазерного излучения с материалами**

При действии лазерного излучения на твердые тела возникают такие явления, как разогрев материала, многофотонное поглощение, вынужденное мандельштамм-бриллюэновское рассеяние, электрострикция, вынужденное комбинационное рассеяние, самофокусировка и др. Лазерное воздействие может сопровождаться когерентной генерацией интенсивных гиперзвуковых волн, образованием плазмы, генерацией оптических гармоник, разрушением материалов. Многообразие эффектов вызвано несколькими причинами, в частности высокой плотностью энергии в падающем на материал излучении, достигаемой как за счет возможности фокусировки луча в пятно диаметром до нескольких длин волн, благодаря его малой расходимости, так и за счет высокой мощности самого излучения; когерентностью излучения, из-за чего, в частности, реализуются процессы когерентного взаимодействия фотонов с фононами кристаллической решетки твердого тела, возникает пробой диэлектриков электрическим полем световой волны и т.д.

На практике при обработке поверхности материалов лазерным излучением существенным является тот факт, что в результате их взаимодействия происходит нагрев материалов. Более 90% поглощенной материалом энергии лазерного излучения в конечном счете переходит в тепло, приводя к повышению температуры материала. Независимо от того, воздействуем мы на поверхность светом или электронным импульсом, энергия поглощается электронной системой материала. Для реализации технологических процессов и тепловых расчетов важно знать, на какую глубину происходит поглоще-

ние энергии и как быстро энергия из электронной подсистемы передается в фотонную.

Зависимость поглощенной в единице объема материала энергии лазерного излучения описывается законом  $E \sim \exp(-\alpha x)$ , где  $\alpha$  – коэффициент поглощения,  $\text{см}^{-1}$ ;  $x$  – расстояние от поверхности материала,  $\text{см}$ .

Для металлов, которые характеризуются высокой концентрацией свободных электронов, коэффициент поглощения  $\alpha$  велик ( $\sim 10^6 \text{ см}^{-1}$ ). Это означает, что большая часть энергии лазерного излучения поглощается на глубинах  $\sim 10^{-6} \text{ см}$ , т. е. в очень тонком поверхностном слое. Исходя из этого, для тепловых расчетов взаимодействия лазерного излучения с металлами тепловой лазерный источник аппроксимируется бесконечно тонким поверхностным источником тепла.

Для полупроводниковых материалов в силу особенностей их электронной структуры эта зависимость значительно сложнее. Очевидно, что для сильно легированных полупроводников, концентрация свободных носителей в которых велика, значения коэффициента поглощения лазерного излучения близки к значениям, характерным для металлов. Для собственных полупроводников коэффициент поглощения оптического излучения сильно зависит от энергии падающего излучения и температуры материала. Существование этих зависимостей связано с наличием запрещенной энергетической зоны в полупроводниках. На рис. 1.1 представлена зависимость коэффициента поглощения кремния от энергии кванта падающего излучения для двух температур.

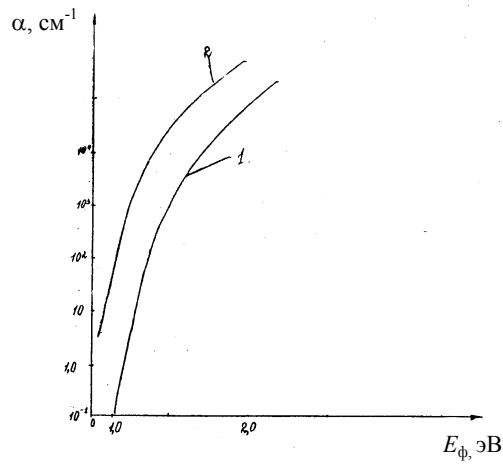


Рис. 1.1. Зависимость коэффициента поглощения кремния от энергии кванта падающего излучения для двух температур:  
 1 –  $T = 298 \text{ K}$ , 2 –  $T = 473 \text{ K}$

С ростом температуры оптические свойства полупроводников меняются. Наиболее сильные изменения происходят на длинах волн, соответствующих электронным переходам между минимумами пустых и максимумами заполненных энергетических зон.

С ростом температуры растет концентрация свободных носителей и, следовательно, коэффициент поглощения. Связь между ними на оптических частотах описывается выражением

$$\alpha = g n \lambda^2 e^3 / (4 \pi^2 \varepsilon_0 m^2 c^3 n' \mu),$$

где  $n$  – концентрация свободных носителей;

$\lambda$  – длина волны;

$e$  – заряд электрона;

$\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;

$m$  – эффективная масса носителей;

$n'$  – коэффициент преломления света;

$c$  – скорость света;

$\mu$  – подвижность носителей,

$g$  – параметр, который определяется механизмом рассеяния и равен 1, 1/3 и 3/4 для рассеяния на фононах и примесях соответственно.

Кроме отмеченных выше (поглощение за счет межзонных переходов и поглощение на свободных носителях), поглощение энергии лазерного излучения может быть вызвано другими процессами, например, двухфотонным и многофотонным поглощением.

Таким образом, когда лазерное излучение используется для термической обработки полупроводников, аппроксимация теплового источника бесконечно тонким поверхностным источником не всегда правомерна и необходимо проводить более сложные, чем в случае металлов, тепловые расчеты.

При поглощении энергии лазерного излучения электронной подсистемой материала функция распределения электронов по энергиям становится отличной от равновесной, появляются "горячие" электроны. Последующий процесс передачи энергии "горячих" электронов зависит от двух важных параметров – характерных времен электрон-электронных ( $\tau_{ee}$ ) и электрон-фононных ( $\tau_{ef}$ ) взаимодействий.

Первое из них определяется вероятностью рассеяния электронов друг на друге. Вероятность электрон-электронного взаимодействия в металлах мала. Действительно, простые расчеты показывают, что в чистых металлах, где при низких температурах средняя свободная длина свободного пробега электронов составляет порядка 1 см, тепловая скорость электронов равна примерно  $10^8$  см/с, а значение  $\tau_{ee} \sim 10^{-8}$  с. Для случая невырожденного электронного газа с плотностью  $N = 10^{20}$  см<sup>-3</sup> время электрон-электронного взаимодействия составляет  $\tau_{ee} \cong 10^{-14}$  с. Электрон-электронное взаимодействие не меняет энергии, запасенной в электронной подсистеме, и ее суммарного импульса. И энергия, и импульс меняются в результате неупругого рассеяния электронов на колебаниях решетки.

Время, за которое энергия переходит из электронной подсистемы в решеточную, определяется несколькими актами рассеяния и представляется в виде

$$\tau_{ef} = \tau_e E_F / \kappa T_D, \quad (1.1)$$

где  $\tau_e$  – характерное время релаксации при электрон-фононном взаимодействии;

$\tau_e \cong 10^{-14}$  с;

$E_F$  – энергия Ферми;

$\kappa$  – постоянная Больцмана;

$T_D$  – температура Дебая.