

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)»

Е. В. Тимченко

**Взаимодействие лазерного излучения
с веществом**

Электронное учебное пособие

САМАРА

2012

Автор: **Тимченко Елена Владимировна**

Тимченко, Е. В. Взаимодействие лазерного излучения с веществом [Электронный ресурс]: электрон. учеб. пособие / Е. В. Тимченко; Минобрнауки России, Самар. гос. аэрокосм. ун-т им. С. П. Королева (нац. исслед. ун-т). - Электрон. текстовые и граф. дан. (6,23 Мбайт). - Самара, 2012. - 1 эл. опт. диск (CD-ROM).

В пособии рассматриваются особенности взаимодействия лазерного излучения с различными объектами, в том числе и биологическими тканями. Подробно описаны методы взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями, а также рассмотрены современные представления об оптическом пробое прозрачных сред.

Рекомендуется бакалаврам радиотехнического факультета направления подготовки 200500.62 «Лазерная техника и лазерные технологии» по дисциплине «Взаимодействие лазерного излучения с веществом», изучаемой в шестом семестре.

Учебное пособие разработано на кафедре радиотехнических устройств.

© Самарский государственный
аэрокосмический университет, 2012

Содержание

Введение	6
Лекция №1	7
Вводная часть	7
Лекция №2	12
Тема 1. Взаимодействие лазерного излучения с биотканями	12
1.1. Распространение света в биотканях	12
1.1.1. Отражение и преломление	14
Лекция №3	20
1.1.2. Поглощение биотканями	20
1.1.3. Рассеяние	23
Лекция №4	26
1.1.4. Непрозрачные среды	29
Лекция №5	31
Тема 2. Методы описания взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями	31
2.1 Основные принципы построения математических моделей для расчета взаимодействия лазерного излучения с мутными биотканями	31
Лекция №6	38
2.2 Распространение лазерного излучения в мутных средах	38
2.2.1 Производство тепла	42
2.2.2 Перенос тепла	42
Лекция №7	46
2.3 Оптические характеристики биотканей на примере кожной ткани	46
Лекция №8	56
Лекция №9	68
Тема 3. Распространение электромагнитных волн в проводящих средах	68
3.1. Основные уравнения оптики металлов	68
Лекция №10	76
Тема 4. Поглощение излучения и оптические свойства металлов	76
Лекция №11	83
Тема 5. Лазерный нагрев материалов	83
5.1. Общая характеристика нагревания лазерным излучением	83
5.1.1. Тепловые эффекты в конденсированных средах	84

5.1.2. Основные особенности температурной кинетики при лазерном воздействии	87
5.2 Лазерное плавление поверхности	88
Лекция №12	92
5.3 Нелинейные режимы лазерного нагрева	92
5.3.1 Нагрев с учетом температурной зависимости поглоща-	92
тельной способности	92
Лекция №13	100
5.3.2. Нагрев окисляющихся металлов лазерным излучением	100
Термохимическая неустойчивость	100
5.3.3. Экзотермические эффекты при импульсном лазерном	104
воздействии на металлы	104
Лекция №14	109
Тема 6. Лазерное разрушение поглощающих материалов	109
6.1 Общая характеристика механизмов лазерного разрушения	109
6.2 Механическое низкотемпературное разрушение хрупких материалов	110
6.2.1 Разрушение упругими напряжениями	110
Лекция №15	117
6.2.2 Разрушение остаточными напряжениями	117
6.3. Высокотемпературные механизмы с участием испарения	118
6.4. Поляритонный механизм формирования лазерно-индуцированного	
поверхностного рельефа	121
Лекция №16	125
6.5 Лазерное испарение	125
6.5.1 Кинетика испарения плоской поверхности	125
6.5.1.1. Испарение в вакуум и среду с противодействием	125
6.5.1.2. Температурная граница перехода от нагрева к испарению	127
6.5.2. Теплофизика перехода от нагрева к испарению	128
Лекция №17	131
6.6. Свойства лазерного пара и плазмы, их влияние на процесс разрушения	131
Лекция №18	138
Тема 7. Современные представления об оптическом пробое прозрачных сред	138
7.1. Физические представления об оптическом пробое	139
идеальных диэлектриков	139
7.2. Оптический пробой идеально чистых твердых тел	140

Список использованных источников	144
--	-----

Введение

В последнее время лазерные технологии активно используются для решения широкого класса задач в различных областях науки и техники от физики и химии до биологии и медицины. С помощью лазерного излучения производятся различные технологические операции, исследования, измерения и диагностика.

Одной из важнейших областей применения лазерного излучения является биомедицинская оптика. Здесь лазерные источники используются для диагностики, терапии или хирургических операций. На данный момент постоянно возрастает число различных медицинских процедур, проводимых с использованием лазерного излучения. Объектом воздействия здесь являются биологические молекулы, клетки или ткани.

При лазерной обработке биологической среды часто необходимо осуществлять селективное термическое поражение объекта, расположенного в данной среде. То есть, необходимо нагреть объект, не повреждая окружающие его структуры. Для этих целей необходимо осуществить выбор оптимальных спектральных, временных и энергетических характеристик лазерного излучателя. В большинстве случаев основным параметром для достижения селективности считается длина волны излучения. Действительно, если подобрать такую длину волны излучения, которая поглощается объектом воздействия и не поглощается окружающими тканями, то селективность будет достигнута. Однако такая ситуация является идеальной и не всегда может быть достижима на практике. Большое значение также играет длительность обработки, размеры объекта, глубина его расположения.

Таким образом, оптимизация параметров лазерного излучателя для осуществления селективного нагрева многокомпонентных сред является неоднозначной задачей. С постоянным появлением новых областей

В пособии также рассмотрены особенности лазерного нагревания и разрушения материалов. Уделено внимание роли обратных связей по оптическим параметрам поверхности материала, изменяющимся в процессе лазерного воздействия. Рассмотрены также различные процессы, сопровождающие лазерный нагрев: возникновение и эволюция напряжений, изменение структуры, плавление, окисление и т.п.

Лекция №1

Вводная часть

Создание лазеров – источников мощного когерентного света – вызвало к жизни появление не только целого ряда новых направлений в физике, химии, биологии и других науках, но и разработку большого количества новых технологий в микроэлектронике и обработке материалов, хранении, обработке, передаче информации, в приборостроении, связи, медицине, военной технике и контроле материалов, в точных измерениях, в науках о жизни, в искусстве и т.д.

Лазерное излучение обладает многими специфическими свойствами, которые в комплексе и открыли совершенно новые возможности и области приложений оптики. Все эти приложения основываются на комплексе следующих свойств:

- высочайшая спектральная и пространственная плотность энергии;
- высокая когерентность излучения, которая проявляется в его предельной направленности и высокой монохроматичности.

Ключевой дисциплиной, стоящей на стыке собственно лазерной физики и техники со всевозможными лазерными технологиями является взаимодействие лазерного излучения с веществом. При этом разнообразие «лазерных приложений», когда просто трудно назвать область человеческой деятельности, где бы они ни применялись, привело к тому, что и взаимодействие лазерного излучения с веществом имеет множество направлений и оттенков. Во-первых, упомянем собственно взаимодействие света с веществом в самой активной среде лазеров — в твердом теле, полупроводнике, жидкости или в возбужденных газах: спонтанное и вынужденное поглощение света, процессы рассеяния и диссипации энергии и др. — это, собственно, составляет предмет квантовой электроники и лазерной техники.

Распространение света в прозрачных, слабопоглощающих средах — это другая сторона взаимодействия лазерного излучения с веществом. Основные особенности лазерного излучения здесь начинают проявляться при высоких интенсивностях света, когда значительный вклад дают нелинейные эффекты. В предельных случаях эти явления приводят к световому пробое среды, что определяет допустимые оптические нагрузки на соответствующие материалы, будь то активные элементы лазера или зеркала, волоконные световоды, водная среда или газы. Фундаментальные исследования оптического пробоя (лазерной искры) лежат в основе многих технологий, например, лазерного зажигания двигателей внутреннего сгорания и дизелей, создания лазерной плазмы для термоядерных реакций, лазерных реактивных двигателей и т.д. и т.п.

Резонансное поглощение света газами, жидкостями и биотканями — основа процессов разделения изотопов в атомной промышленности и фармацевтике, процессов катализа, многих разделов лазерной медицины, диагностики, терапии и некоторых видов хирургии, в биологии и биометрии.

Одной из важнейших областей применения лазерного излучения является биомедицинская оптика. Здесь лазерные источники используются для диагностики, терапии или хирургических операций. На данный момент постоянно возрастает число различных медицинских процедур, проводимых с использованием лазерного излучения. Объектом воздействия здесь являются биологические молекулы, клетки или ткани.

При лазерном воздействии на биологические среды часто необходимо осуществлять селективное термическое поражение объекта, расположенного в данной среде. То есть, необходимо нагреть объект, не повреждая окружающие его структуры. Для этих целей необходимо осуществить выбор оптимальных спектральных, временных и энергетических характеристик лазерного излучателя. В большинстве случаев основным параметром для достижения селективности считается длина волны излучения. Действительно, если подобрать такую длину волны излучения, которая поглощается объектом воздействия и не поглощается окружающими тканями, то селективность будет достигнута. Однако такая ситуация является идеальной и не всегда может быть достижима на практике. Большое значение также играет длительность обработки, размеры объекта, глубина его расположения.

При воздействии лазерного излучения на биологические ткани важную роль играют такие их особенности, как, например, движение крови по сосудам и процессы терморегуляции. Течение крови может оказывать большое влияние на результат воздействия, если он зависит от степени термического повреждения биоткани, поскольку кровоток может оказаться дополнительным, и достаточно эффективным, механизмом отведения тепла от места облучения. Таким образом, данный эффект может повлиять как на эффективность, так и на безопасность процедуры, поскольку нарушается локальность нагрева. Механизмы терморегуляции вносят нелинейность в процесс лазерного нагрева кожи.

Также зачастую возникает необходимость обработки тканей последовательностью импульсов, перемещающихся по поверхности ткани, например, зубной эмали. Здесь также необходимо оптимизировать параметры лазерного излучателя и режим обработки, которые бы позволили произвести нужный эффект.

Таким образом, оптимизация параметров лазерного излучателя для осуществления селективного нагрева многокомпонентных сред является неоднозначной задачей. С

постоянным появлением новых областей применения лазерного излучения для обработки биологических тканей возникла острая необходимость выработки методик и критериев для оптимизации параметров лазерных излучателей.

Кроме этих явлений, есть огромный раздел «нерезонансного взаимодействия лазерного излучения с веществом», который включает силовое воздействие лазерного излучения в основном на конструкционные материалы промышленности — металлы, полупроводники и диэлектрики. Все эти процессы лежат в основе лазерных технологий обработки материалов.

Отметим, что рынок лазерной обработки материалов является самым мощным, наиболее мобильным и быстро развивающимся.

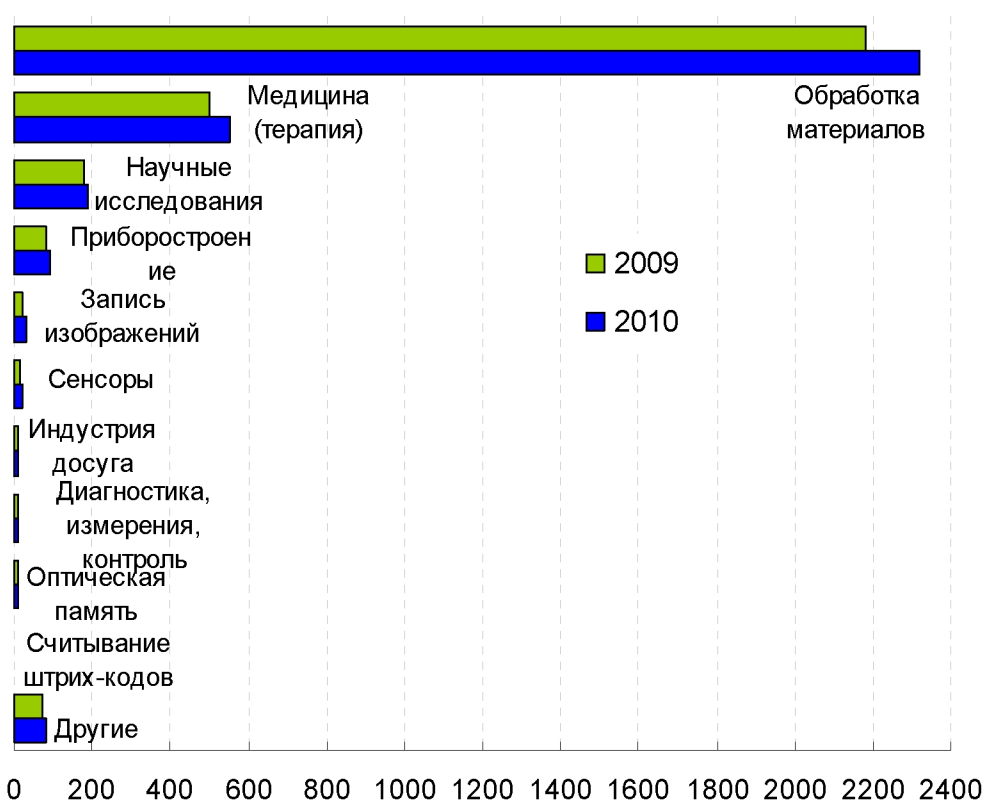


Рисунок 1 – Рынок лазерных технологий

Стоит напомнить, что специфические свойства лазерного излучения, благодаря которым он воздействует на вещество иначе, чем обычный свет — это:

- большая плотность фотонов, определяющая возможность реализации многофотонных процессов;
- значительное давление света, которое позволяет осуществлять процессы атомно-силовой сборки, лазерной «левитации», ускорения и торможения атомов;
- мощные электромагнитные поля оптической частоты 10¹³ Гц;
- высокая плотность энергии.

Большая плотность энергии является основой подавляющего большинства применений лазеров для обработки материалов — сварки, резки, сверления отверстий и др., широко распространенных в промышленности.

Заметим, что этими процессами возможности лазерных применений не исчерпываются. Лазерное нагревание инициирует на поверхности твердого тела следующие группы процессов

1) Эмиссионные процессы

- десорбция газа;
- термоэлектронная эмиссия;
- термоионная эмиссия;
- эмиссия нейтральных атомов;
- тепловое излучение (пирозлектрические измерения).

2) Структурные процессы

- рекристаллизация;
- структурные изменения в сплавах Fe–C (закалка сталей);
- размягчение стекла и, соответственно, структурные изменения;
- аморфизация стеклокерамик;
- аморфизация тонких металлических пленок;
- взаимная диффузия нагретых слоев (микрометаллургия);
- отжиг дефектов (в полупроводниковых структурах).

3) Поверхностные химические реакции

- локальное окисление;
- восстановление;
- термическое разложение металлоорганик;
- полимеризация (деструкция) полимеров.

4) Термомеханические эффекты

- тепловое расширение (включая пульсации);
- появление термонапряжений;
- генерация ударных волн в твердом теле и в воздухе;
- генерация ультразвука (дефектоскопия);
- оптический пробой в прозрачных диэлектриках (стекло, изображения в стекле).

5) Физические переходы

- плавление;
- испарение;

- возгорание и горение;
- детонация активных и взрыв пассивных сред.

Причем одни из них используются для контроля за температурой поверхности (эмиссионные), другие для изменения структурно-фазового состояния материалов, третьи – для локального изменения количественного состава и связанных с этим свойств. Наконец, термомеханические эффекты и физические переходы – это основа процессов формообразования.

Основой всех указанных применений лазерного излучения является тепловое действие света. Тепловая модель взаимодействия, развита в начале 70-х гг. С.И. Анисимовым, А.М. Бонч-Бруевичем и др.

В лекциях мы рассмотрим описание механизмов поглощения света и диссипации поглощенной энергии в веществе, анализ процессов лазерного нагрева, а также взаимодействие лазерного излучения с биологическими тканями.

Лекция №2

Тема 1. Взаимодействие лазерного излучения с биотканями

1.1. Распространение света в биотканях

При взаимодействии электромагнитного излучения с веществом может происходить множество процессов. Как правило, возникают три основных эффекта, способные помешать свободному распространению света:

- отражение и преломление,
- поглощение,
- рассеяние.

На рис. 2 показаны типичные процессы, происходящие при падении пучка света на тонкий слой вещества.

Отношения между процессами отражения и преломления выражаются законами Френеля. Поэтому эти два процесса могут быть отнесены в одну категорию процессов. Для использования лазерного излучения в медицине преломление играет важную роль только в случае облучения прозрачных сред. В непрозрачных средах, эффект преломления обычно сложно измерить вследствие поглощения и рассеяния.

Только не отраженные и не поглощенные или рассеянные вперед фотоны проходят через образец и вносят вклад в интенсивность света, измеряемую за образцом. Отношение прошедшей и падающей на образец интенсивностей называется прозрачностью среды.

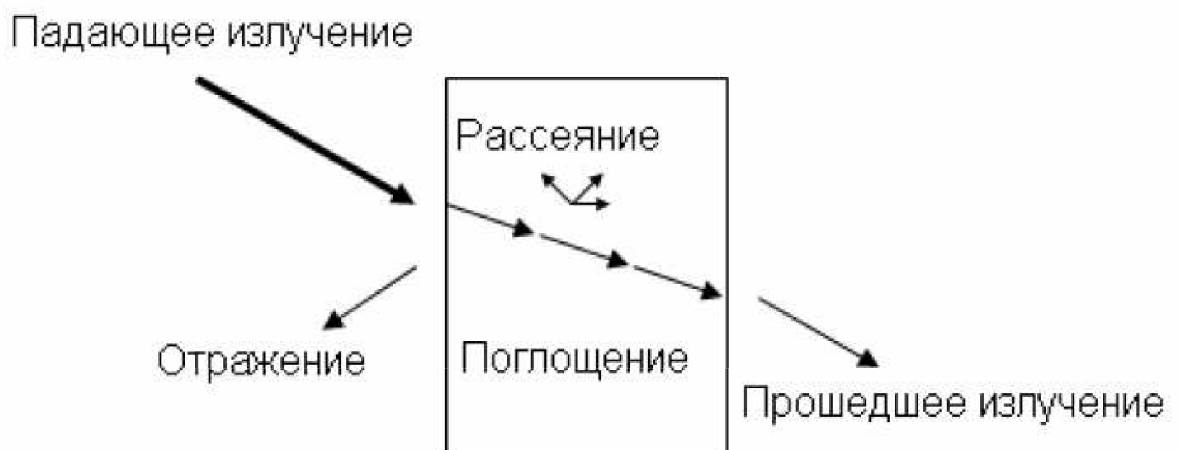


Рис. 2 Геометрия отражения, преломления, поглощения и рассеяния

Количество отраженного, поглощенного и рассеянного света в основном зависит от типа вещества и длины волны падающего излучения. Длина волны является очень важным параметром. Она определяет показатель преломления, а также коэффициенты

поглощения и рассеяния. Показатель преломления определяет полную отражательную способность среды. Он сильно зависит от длины волны только в областях с сильным поглощением.

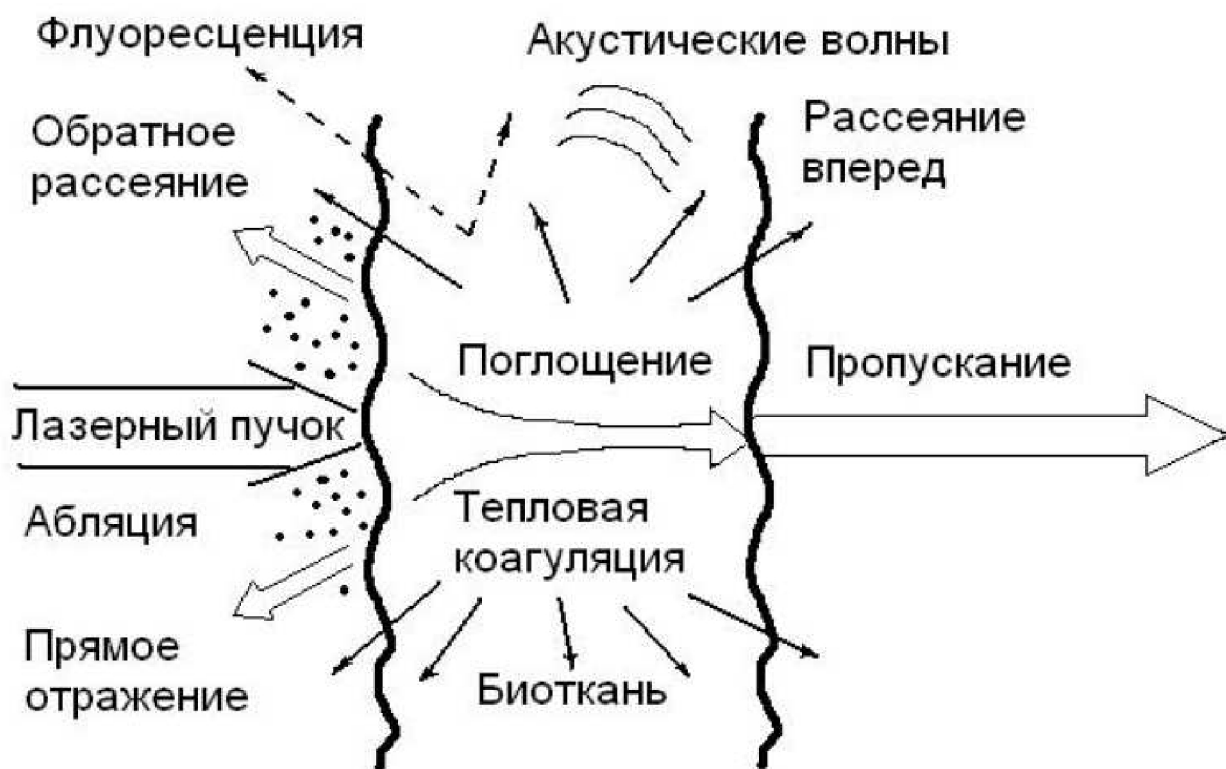


Рис. 3 Виды взаимодействия лазерного излучения с биотканью

В рассеивающих биологических средах указанные процессы имеют некоторые особенности (рис. 3). За счет многократного рассеяния и поглощения лазерный пучок уширяется и затухает при распространении в ткани. Объемное рассеяние является причиной распространения значительной доли излучения в обратном направлении (обратное рассеяние). Поглощенный свет преобразуется в тепло, переизлучается в виде флуоресценции или фосфоресценции, а также тратится на фотобиохимические реакции.

В лазерной хирургии для проведения успешной операции существенным является знание поглощающих и рассеивающих свойств выбранной ткани. При воздействии лазерным излучением на сильно отражающие поверхности, например, металлические имплантанты в стоматологии или ортопедии, показатель преломления будет играть важную роль. Поскольку биологические объекты являются, как правило, сложными и неоднородными структурами, для описания взаимодействия излучения с биотканью обычно вводят различные приближения.

Рассмотрим теперь вышеупомянутые процессы более подробно.

1.1.1. Отражение и преломление

Отражением является процесс возвращения электромагнитного излучения поверхностью, на которую оно падает. Вообще, отражающая поверхность – это физическая граница двух сред с разными показателями преломления, например, таких как воздух и биоткань. Простой закон отражения гласит, что волновые нормали падающего и отраженного пучков, а также нормаль к отражающей поверхности лежат в одной плоскости, называемой плоскостью падения, и угол падения равен углу отражения θ' :

$$\theta = \theta' \quad (1.1)$$

Углы θ и θ' - это углы между нормалью к поверхности и падающим и отраженным лучами, соответственно. Поверхность принимается гладкой, с неровностями относительно малыми по сравнению с длиной волны излучения. Такое приближение также называют зеркальным отражением.

В случае же, например, когда величина шероховатости отражающей поверхности сравнима или даже больше, чем длина волны излучения, имеет место диффузное отражение. Также, отдельные отражаемые пучки необязательно лежат в плоскости падения. В подобных случаях уравнение (1.1) уже не является верным. Диффузное отражение является обычным явлением для всех тканей, поскольку ни одна из них не имеет сильно отполированной поверхности, как у оптических зеркал. Только в отдельных случаях, таких как увлажненные поверхности тканей, зеркальное отражение может быть больше, чем диффузное.

Преломление обычно имеет место, когда отражающая поверхность разделяет две среды с различными показателями преломления. Оно происходит вследствие изменения скорости световой волны. Простое математическое отношение, описывающее преломление, известно как закон Снелиуса:

$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta''} = \frac{v}{v'} \quad (1.2)$$

где θ'' - угол преломления, v и v' - скорости света в среде до и после отражающей поверхности, соответственно. Соответствующие показатели преломления определяются следующим образом:

$$n = \frac{c}{v}, \quad n' = \frac{c}{v'} \quad (1.3)$$

где c – скорость света в вакууме. Такие показатели преломления называются абсолютными. Тогда уравнение (6.2) можно переписать:

$$n \sin \theta = n' \sin \theta'' \quad (1.4)$$

Данное равенство не соблюдается только в случае, если $\sin \theta > \frac{n'}{n}$, что обозначает, отсутствие преломления. Эту ситуацию также называют полным отражением.

На практике определяют так называемый относительный показатель преломления n_{12} , т. е. отношение скорости света в одной среде к скорости прохождения света в другой среде. Согласно закону преломления света, относительный показатель преломления света равен отношению синуса угла падения к синусу угла преломления θ'' :

$$n_{21} = \frac{\sin \theta}{\sin \theta''} \quad (1.5)$$

Показатель преломления зависит от природы вещества, температуры, длины волны падающего света, концентрации (для растворов) и давления (для газов). С увеличением температуры показатель преломления уменьшается, поэтому для определения показателя преломления при постоянной температуре рефрактометры снабжены устройствами для термостатирования образца. Каждое вещество в твердом или растворенном состоянии состоит из определенных частиц (молекул, ионов). В основе рефрактометрического метода исследования лежит формула Лорентц-Лоренца, связывающая показатель преломления n изотропного вещества с числом молекул N в единице объема и поляризуемостью α молекул вещества:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{1}{3} N \alpha \quad (1.6)$$

Формула позволяет находить α по измерениям показателя преломления вещества. Из нее следует, что для данного химического вещества и для света с заданной длиной волны выполняется соотношение:

$$\text{refr} = \frac{1}{\rho} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} = \text{Const} \quad (1.7)$$

где ρ – плотность вещества, пропорциональная концентрации молекул N . Величина refr здесь называется удельной рефракцией. Таким образом, удельная рефракция вещества не должна зависеть от его плотности. Нередко удельная рефракция остается практически постоянной даже при изменении агрегатного состояния вещества. Существует эмпирическое правило, согласно которому рефракцию сложного химического соединения можно вычислить, складывая рефракции составляющих его элементов. Чтобы исследовать зависимость показателя преломления от состава вещества, необходимо использовать величину, зависящую исключительно от природы вещества. Такой величиной является атомная и молекулярная рефракция. Атомная рефракция R_A представляет произведение удельной рефракции refr данного элемента на его атомную массу A :

$$R_A = A \cdot \text{refr} = \frac{A n^2 - 1}{\rho n^2 + 1} \quad (1.8)$$

Аналогично вводится молекулярная рефракция химического соединения R_M [$\text{см}^3/\text{моль}$]:

$$R_M = Mr = \frac{M n^2 - 1}{\rho n^2 + 1} = \frac{1}{3} N_A \alpha \quad (1.9)$$

В формуле M – молекулярная масса, – постоянная Авогадро. Молекулярная рефракция не зависит ни от температуры, ни от давления, ни от агрегатного состояния вещества. Опыт показывает, что во многих случаях молекулярная рефракция обладает свойством аддитивности, т. е. для сложного вещества она равна сумме атомных рефракций элементов, входящих в состав вещества. Аддитивность молекулярной рефракции означает, что взаимодействие отдельных атомов с полем световой волны в первом приближении не зависит от других атомов, входящих в состав той же молекулы. Нарушение аддитивности позволяет судить о взаимном влиянии атомов друг на друга и, следовательно, делать заключение о строении молекул.

Мерой количества отраженного излучения является отражательная способность поверхности. Она определяется как отношение отраженной и падающей амплитуд электрического поля. Отношение соответствующих интенсивностей определяет коэффициент отражения, который, соответственно, равен квадрату отражательной способности. Отражательная способность и коэффициент отражения зависят от угла падения, поляризации излучения и от показателей преломления сред, формирующих

преломляющую поверхность. Отношения между отраженным и преломленным лучами известны как законы Френеля, записываемые следующим образом:

$$\frac{E'_s}{E_s} = -\frac{\sin(\theta - \theta'')}{\sin(\theta + \theta'')},$$

$$\frac{E'_p}{E_p} = \frac{\tan(\theta - \theta'')}{\tan(\theta + \theta'')},$$

$$\frac{E''_s}{E_s} = \frac{2 \sin \theta'' \cos \theta}{\sin(\theta + \theta'')},$$

$$\frac{E''_p}{E_p} = \frac{2 \sin \theta'' \cos \theta}{\sin(\theta + \theta'') \cos(\theta - \theta'')}$$

(1.10 а-г)

где E , E' и E'' - амплитуды векторов электрических полей падающего, отраженного и преломленного света, соответственно. Индексы “s” и “p” обозначают две плоскости колебания векторов, “s” перпендикулярна плоскости падения – от немецкого senkrecht, а “p” – параллельна ей.

Дальнейшее взаимодействие падающего света с тонким слоем материи ограничивается только преломленным лучом. Можно ожидать, что падающая интенсивность будет равна сумме интенсивностей преломленного и отраженного лучей. Однако, это неверно, поскольку интенсивность определяется как энергия на единицу площади, а поперечное сечение преломленного луча отличается от поперечного сечения падающего и отраженного лучей, кроме случая нормального падения. Таким образом, сохраняется только полная энергия этих пучков.

Коэффициенты отражения в каждой плоскости записываются следующим образом:

$$R_s = \left(\frac{E'_s}{E_s} \right)^2,$$

$$R_p = \left(\frac{E'_p}{E_p} \right)^2. \quad (1.11 \text{ а-б})$$

Угол, при котором $R_p = 0$ называется углом Брюстера. В случае отражения на границе воздух-вода (показатели преломления, соответственно, и $n=1$ и $n'=1.33$) он составляет 53° . При нормальном падении ($\theta = 0$) коэффициенты отражения в каждой плоскости равны около 2%. Эта величина не может быть получена явно из уравнений (1.10а) и (1.10б), так как подстановка в них $\theta''=\theta=0$ дает неопределенный результат. Однако ее можно оценить. Так как и θ и θ'' очень малы в приближении нормального падения, мы можем положить тангенсы в уравнении (6.10б) равными синусам, тогда:

$$R_p = R_s \approx \frac{\sin^2(\theta - \theta'')}{\sin^2(\theta + \theta'')} = \left(\frac{\sin \theta \cos \theta'' - \cos \theta \sin \theta''}{\sin \theta \cos \theta'' + \cos \theta \sin \theta''} \right)^2. \quad (1.12)$$

Когда разделим числитель и знаменатель уравнения (1.12) на $\sin \theta''$ и заменим $\sin \theta / \sin \theta''$ на n' , то есть, предположим $n=1$, получим:

$$R_p = R_s \approx \left(\frac{n' \cos \theta'' - \cos \theta}{n' \cos \theta'' + \cos \theta} \right)^2 \approx \left(\frac{n' - 1}{n' + 1} \right)^2. \quad (1.13)$$

Приближенное равенство становится строгим в приближении нормального падения. Таким образом, полагая $n'=1.33$, получаем

$$R_p = R_s \approx 2\%. \quad (1.14)$$

В некоторых случаях этой частью падающего излучения нельзя пренебрегать. К примеру, это является одной из главных причин, по которой всегда требуется соответствующая защита глаз при работе с лазерными приборами.

Показатель преломления достаточно сильно зависит от длины волны излучения. Даже если бы эта зависимость была весьма слабой в видимом диапазоне, ее было бы

необходимо учитывать для наилучшего предсказания результатов. Вообще, для многих типов тканей показатели преломления трудноизмеримы вследствие поглощения и рассеяния. Отражение от таких тканей должно быть получено опытным путем.

Например, коэффициент отражения от кожи лежит в пределах от 10 до 55% и зависит от спектра излучения, а также от степени пигментации и морщинистости кожи, наличия жира и влаги, которые, в свою очередь, зависят от пола, возраста и цвета кожи (расы). В инфракрасном диапазоне кожа может отражать до 40% излучения, имеются некоторые различия, связанные с полом и возрастом больного, пигментацией его кожных покровов и др. Уменьшить отражение и тем самым повысить эффективность воздействия можно путем очистки зоны воздействия от жира и пота путем протирки спиртом или эфиром, смазывания раствором йода или бриллиантовой зелени. Ещё одним методом является непосредственный контакт излучателя с кожным покровом и легким прижатием к телу, вызывающим местный отток крови и тем самым увеличение прозрачности ткани.

Лекция №3

1.1.2. Поглощение биотканями

Вследствие поглощения интенсивность падающей электромагнитной волны ослабляется при прохождении через среду. Поглощательная способность среды определяется как отношение поглощенной и падающей интенсивностей. Поглощение является следствием частичного перехода световой энергии в тепловое движение или колебания молекул поглощающего вещества. Полностью прозрачная среда не поглощает свет, то есть полная световая энергия, вошедшая в такую среду и вышедшая из нее одинаковы. Среди биологических тканей почти прозрачными для видимого света можно считать роговицу и хрусталик глаза. Структуры же, в которых падающее излучение практически полностью ослабляется, называют непрозрачными.

Термины «прозрачный» и «непрозрачный» относительны, так как они, безусловно, зависят от длины волны. Роговица и хрусталик, например, в основном состоят из воды, которая сильно поглощает в инфракрасной области спектра. Поэтому эти ткани выглядят непрозрачными в этой области спектра. На самом деле, не известно ни одного вещества, которое было бы прозрачным или непрозрачным для всех длин волн электромагнитного спектра.

Говорят, что вещество полностью поглощает, если оно ослабляет интенсивность всех длин волн в рассматриваемом диапазоне на одинаковую величину. Поэтому в случае видимого света, такие вещества будут выглядеть бесцветными для невооруженного глаза. С другой стороны, селективное (избирательное) поглощение это преимущественное поглощение определенных длин волн относительно других. Вообще, существование цветов порождается селективным поглощением. Обычно цвета тела и цвета поверхности различны. Цвет тела определяется светом, который проникает на определенную глубину в вещество. Посредством рассеяния назад он затем поворачивает и выходит обратно из поверхности, но только после того как он был частично поглощен на определенных длинах волн. В отличие от этого, цвет поверхности определяется отражением от самой поверхности. В основном он зависит от коэффициентов отражения, связанных с длиной волны падающего излучения отношением (1.13).

Способность вещества поглощать электромагнитное излучение зависит от некоторого количества факторов, главным образом от электронного состава его атомов и молекул, длины волны излучения, толщины поглощающего слоя и внутренних параметров, таких как температура или концентрация поглощающих центров. Зачастую используются два закона, которые описывают влияние толщины или концентрации на

поглощение, соответственно. Обычно их называют законом Ламберта и законом Бера, и записывают следующим образом:

$$I(z) = I_0 \exp(-\mu_a z), \quad (1.15)$$

и

$$I(z) = I_0 \exp(-k'cz), \quad (1.16)$$

где z обозначает оптическую ось, $I(z)$ – интенсивность на расстоянии z , I_0 – падающая интенсивность, μ_a – коэффициент поглощения среды, c – концентрация поглощающих центров и k' зависит от остальных внутренних параметров. Так как оба закона описывают поведение поглощения, они также известны как закон Ламберта-Бера. Из уравнения (1.15) получаем:

$$z = \frac{1}{\mu_a} \ln \frac{I_0}{I(z)}. \quad (1.17)$$

Величина, обратная коэффициенту поглощения называется длиной поглощения:

$$La = \frac{1}{\mu_a}. \quad (1.18)$$

Длина поглощения показывает расстояние, на котором интенсивность $I(z)$ уменьшится в e раз от ее начальной величины I_0 .

В биологических тканях поглощение в основном вызвано молекулами воды или макромолекулами.

У белков хромофорами являются фрагменты аминокислот, которые поглощают свет преимущественно в ультрафиолетовой области спектра (от 200 до 300 нм). В этом же диапазоне длин волн поглощают нуклеиновые кислоты (их хромофоры – ароматические и гетероциклические кольца азотистых оснований). Клетки биологических тканей содержат сотни хромофоров, поглощающих свет в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра, среди которых основными являются витамины, флавины, флавиновые ферменты, НАД•Н, гемоглобин, каротиноиды, фикобилины, фитохромы и др. В инфракрасной области спектра все биомолекулы имеют достаточно интенсивные колебательные полосы

поглощения. Начиная с $\lambda=1500$ нм и более, спектр поглощения тканей в основном определяется спектром поглощения воды.

Одними из основных биологических поглотителей являются меланин и гемоглобин (HbO_2). Меланин является основным пигментом кожи и, безусловно, самым главным хромофором эпидермиса. Его коэффициент поглощения монотонно возрастает по всему видимому диапазону спектра с уменьшением длины волны. Гемоглобин преобладает в сосудистой ткани. Основной особенностью всех биомолекул является их комплексная структура полосы между 400 нм и 600 нм. Так как ни макромолекулы, ни вода не поглощают сильно в ближнем ИК-диапазоне, то «терапевтическое окно» заключено приблизительно между 600 нм и 1200 нм. В этом спектральном диапазоне излучение проникает в биологические ткани с наименьшими затруднениями, что делает возможным лечение достаточно глубоких тканевых структур.

Если рассматривать биоткани в целом, например, кожу, стенку аорты и роговицу, то среди них, наиболее сильно поглощающей будет являться кожа, тогда как роговица почти совершенно прозрачна в видимом диапазоне спектра. Из-за уникальности спектров поглощения, каждый из них может быть расценен как отпечаток пальца соответствующей ткани.

Также необходимо отметить, что спектры поглощения стенки аорты и гемоглобина практически идентичны. Это наблюдение можно объяснить тем фактом, что гемоглобин – как установлено ранее – является доминирующим в сосудистой ткани. Таким образом, становится очевидным, что в обоих спектрах должны присутствовать одинаковые пики поглощения. Так как зеленая и желтая длины волн лазера на ионах криптона, соответственно, 531 нм и 568 нм, почти точно попадают в пики поглощения гемоглобина, эти лазеры могут быть использованы для коагуляции крови и кровеносных сосудов. Для определенных клинических испытаний альтернативой могут быть лазеры на красителях, так как возможность перестройки длины волны этих лазеров может быть использована преимущественно для соответствия длины волны излучения определенным полосам поглощения специфических протеинов и пигментов. Однако для медицинской лазерной хирургии важным является не только поглощение биологических тканей. В определенных случаях применения лазера, например, при склеростомиях, зачастую используются специальные красители и чернила перед лазерным воздействием. С их помощью увеличивают исходный коэффициент поглощения специфических тканей, что приводит к повышению эффективности лазерной обработки. Более того, за счет увеличения поглощения данной ткани, можно достигнуть повышения селективности воздействия с наименьшим повреждением окружающих тканей.

1.1.3. Рассеяние

Когда упруго связанные заряженные частицы подвергаются воздействию электромагнитных волн, они приводятся в движение электрическим полем. Если частота волны равна естественной частоте колебаний частиц, происходит резонанс, сопровождающийся значительным поглощением. Рассеяние же имеет место на частотах, не совпадающих с естественными частотами частиц. Результирующее колебание называется вынужденным колебанием. Вообще, это колебание будет иметь ту же частоту и направление, что и напряженность электрического поля падающей волны. Однако его амплитуда будет намного меньше, чем в случае резонанса. Также, фаза вынужденного колебания отличается от падающей волны, так как скорость фотонов уменьшается при проникновении в более плотную среду. Отсюда, рассеяние может быть рассмотрено как основной источник дисперсии.

Вторичные фотоны, излучаемые возбужденными биомолекулами, образуют вторичный поток излучения, распространяющийся (рассеивающийся) в телесный угол 4π и возбуждающий другие молекулы биоткани и т.д. Поскольку разнообразие биомолекул в организме велико, вторичное излучение является широкополосным, некогерентным и неполяризованным. Степень ослабления вторичного излучения значительно меньше, чем первичного лазерного, и составляет менее 10 раз на каждый 1 см глубины биоткани. Поэтому именно вторичное излучение и обеспечивает большую глубину проникновения в биоткани.

Некоторые фотоны после многократного рассеяния выходят обратно из ткани под случайными углами. Это так называемый диффузно отраженный свет. Он спектрально зависим. Доля энергии диффузно отраженного света может достигать 30-40% от энергии падающего луча.

Рассеянные фотоны постепенно удаляются от оси пучка, но в среднем они сохраняют ее направление и формируют ореол вокруг конуса основного пучка. Размер этого ореола и доля энергии, которая в нем содержится, в значительной степени зависят от оптических свойств биоткани и от поперечного диаметра пучка света. Чем меньше диаметр пучка, тем большая доля фотонов будет в ореоле. Таким образом, эффективность лазерного облучения зависит не только от оптических параметров ткани, но и от геометрических размеров лазерного пучка. Формирование конуса излучения и ореола может оказаться существенным лишь при селективном воздействии на объекты, расположенные в глубине ткани. При воздействии на поверхностный слой ткани широким пучком света роль этого эффекта незначительна.

Различают упругое и неупругое рассеяние, в зависимости от того, изменяется ли начальная энергия фотона во время процесса рассеяния. Далее будем в первую очередь рассматривать упругое рассеяние, при котором падающие и рассеянные фотоны имеют одинаковую энергию. Отдельным видом упругого рассеяния является Рэлеевское рассеяние. Оно накладывает ограничение, что рассеивающие частицы должны быть меньше, чем длина волны падающего излучения. Далее, в частности, мы найдем отношение между рассеянной интенсивностью и показателем преломления, и что рассеяние обратно пропорционально четвертой степени длины волны. Последнее утверждение также известно как закон Рэлея и будет выведено далее.

На рис. 3 показана простая геометрия рассеяния Рэлея. Плоская электромагнитная волна падает на тонкую рассеивающую среду с толщиной L . В частном случае электрическое поле падающей волны можно записать:

$$E(z) = E_0 \exp(ikz) \quad (1.19)$$

где E_0 – амплитуда падающего электрического поля, k – величина волнового вектора, z обозначает оптическую ось.

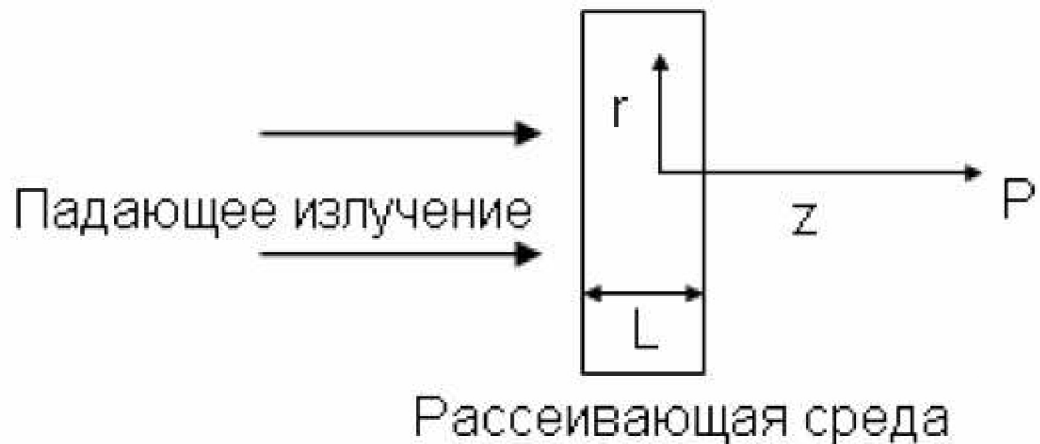


Рис. 4. Геометрия Рэлеевского рассеяния

В первом приближении предполагаем, что волна в некоторой точке P на оптической оси будет в высокой степени являться начальной волной плюс небольшой вклад от рассеяния. Потери интенсивности вследствие рассеяния описываются отношением, схожим с аналогичным отношением для поглощения:

$$I(z) = I_0 \exp(-\mu_s z) \quad (1.19)$$

где μ_s является коэффициентом рассеяния. Дифференцирование (1.19) по z дает:

$$dI = -\mu_s I dz \quad (1.20)$$

Интенсивность, рассеянная тонким слоем вещества толщиной L как показано на рис. 3 будет, таким образом, пропорциональна μ_s и L :

$$I_s \sim \mu_s L. \quad (1.21)$$

Теперь предположим, что в рассеивающей среде N атомов в единице площади. Здесь параметр N обозначает плотность рассеивающих атомов. Далее, интенсивность, рассеянная одним из этих атомов может быть описана следующим отношением:

$$I_1 \sim \frac{\mu_s L}{NL} = \frac{\mu_s}{N} \quad (1.22)$$

Таким образом, амплитуда соответствующего электрического поля:

$$E_1 \sim \sqrt{\frac{\mu_s}{N}}. \quad (1.23)$$

Вследствие интерференции всех рассеянных волн, полная рассеянная амплитуда может быть записана следующим образом:

$$E_s \sim NL \sqrt{\frac{\mu_s}{N}} = L \sqrt{\mu_s N} \quad (1.24)$$

Комплексная амплитуда на расстоянии z на оптической оси складывается из добавления амплитуд всех рассеянных сферических волн к амплитуде падающей плоской

$$E(z) = E_0 \left(e^{ikz} + L \sqrt{\mu_s N} \int_0^{\infty} \frac{e^{ikR}}{R} 2\pi r dr \right), \quad (1.25)$$

волны, то есть:

$$\text{где } R^2 = z^2 + r^2$$

Для данного z получим: $rdr = RdR$ и тогда выражение (1.25) примет вид: -

$$E(z) = E_0 \left(e^{ikz} + L \sqrt{\mu_s N} 2\pi \int_z^{\infty} e^{ikR} dR \right). \quad (1.26)$$

Лекция №4

Поскольку цуг волны имеет всегда конечную длину, рассеянием при $R \rightarrow \infty$ можно пренебречь. Тогда выражение (1.26) будет иметь вид:

$$E(z) = E_0 \left(e^{ikz} - L \sqrt{\mu_s N} \frac{2\pi}{ik} e^{ikz} \right) \quad (1.27)$$

и если учесть, что длина волны $\lambda = 2\pi/k$, то

$$E(z) = E_0 e^{ikz} \left(1 + i\lambda L \sqrt{\mu_s N} \right) \quad (1.28)$$

В соответствии со сделанным допущением, вклад рассеяния – то есть второе слагаемое в скобках в выражении (1.28), - мал по сравнению с первоначальной волной (первое слагаемое). Таким образом, они могут быть рассмотрены как первые два члена

$$E(z) = E_0 \left[i \left(kz + \lambda L \sqrt{\mu_s N} \right) \right] \quad (1.29)$$

разложения в ряд выражения

Таким образом, фаза падающей волны изменяется на величину $\lambda L \sqrt{\mu_s N}$ вследствие рассеяния. Эта величина должна быть равна известному выражению для

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} (n-1)L \quad (1.30)$$

фазовой задержки

которая имеет место, когда свет входит из свободного пространства в среду с показателем преломления n .

$$\lambda L \sqrt{\mu_s N} = \frac{2\pi}{\lambda} (n-1)L, \Rightarrow n-1 = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sqrt{\mu_s N}. \quad (1.31)$$

Отсюда

Из (1.21) и (1.31) окончательно получаем закон рассеяния Рэлея, пренебрегая зависимостью показателя преломления от длины волны:

$$I_s \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (1.32)$$

Если принять во внимание угол рассеяния θ , получим более точную зависимость:

$$I_s(\theta) \sim \frac{1 + \cos^2(\theta)}{\lambda^4} \quad (1.33)$$

где $\theta=0$ обозначает рассеяние вперед. В пределах видимого диапазона рассеяние всегда значительно ослабляется, если сравнивать зеленый и красный свет.

Рассеяние Рэлея является упругим, то есть рассеянный свет имеет те же значения k и λ что и падающий свет. Одним из важных типов неупругого рассеяния является рассеяние Бриллюэна. Оно возникает при распространении через среду акустических волн, вызывающих неоднородности показателя преломления. Рассеяние Бриллюэна для света с более высокими (или более низкими) частотами происходит, так как рассеивающие частицы движутся навстречу (или удаляются) относительно источника света. Таким образом это может быть рассмотрено как оптический эффект Доплера, когда частота фотонов увеличивается или уменьшается. При взаимодействии лазерного излучения с тканью рассеяние Бриллюэна становится значительным только во время образования ударной шокковой волны.

В выводе закона Рэлея поглощение не учитывалось. Поэтому выражения (1.31)- (1.33) верны только для длин волн далеких от полос поглощения. Далее поглощение и рассеяние будут рассмотрены совместно. Пространственный размер рассеивающих частиц также не принимали во внимание. Если этот размер становится соизмеримым с длиной волны падающего излучения, как в случае клеток крови, закон Рэлея становится неприменим и имеет место другой тип рассеяния, называемый рассеяние Ми. Теория рассеяния Ми несколько сложнее и поэтому здесь не будет рассмотрена. Однако необходимо особо отметить два важных отличия между рассеянием Ми и рассеянием Рэлея. Во-первых, рассеяние Ми показывает более слабую зависимость от длины волны ($\sim \lambda^{-x}$, $0.4 \leq x \leq 0.5$) по сравнению с рассеянием Рэлея ($\sim \lambda^{-4}$). Во-вторых, рассеяние Ми происходит предпочтительно в направлении вперед, тогда как рассеяние Рэлея, согласно выражению (24), пропорционально, $1 + \cos^2(\theta)$ то есть интенсивности света, рассеянного вперед и назад одинаковы.

В большинстве биологических тканей, фотоны рассеиваются предпочтительно в направлении вперед. Это явление не может быть объяснено с помощью рассеяния Рэлея. С другой стороны, наблюдаемая зависимость от длины волны более сильная, чем допускает рассеяние Ми. Таким образом, ни рассеяние Рэлея, ни рассеяние Ми не могут полностью описать рассеяние в тканях. Поэтому удобно ввести функцию вероятности $p(\theta)$ того,

что фотон рассеется на угол θ , который может быть подобран по экспериментальным данным. Если $p(\theta)$ не зависит от θ , говорят об изотропном рассеянии. Иначе имеет место анизотропное рассеяние.

Характеристикой анизотропии рассеяния является фактор анизотропии g , в случае $g = 1$ рассеяние происходит только вперед, $g = -1$ – рассеяние только назад и если $g = 0$ – изотропное рассеяние. В полярных координатах фактор анизотропии g определяется как:

$$g = \frac{\int p(\theta) \cos \theta d\omega}{\int p(\theta) d\omega}, \quad (1.34)$$

где $p(\theta)$ – функция вероятности и $d\omega = \sin\theta d\theta d\phi$ – элементарный телесный угол. По определению, фактор анизотропии g представляет собой средний косинус угла рассеяния θ . Для большинства биологических тканей g лежит в диапазоне от 0.7 до 0.99. Отсюда, соответствующие углы рассеяния наиболее часто равны $8^\circ - 45^\circ$.

Важной величиной в выражении (1.34) является функция вероятности $p(\theta)$. Она также называется фазовой функцией и обычно нормируется следующим образом:

$$\frac{1}{4\pi} \int p(\theta) d\omega = 1 \quad (1.35)$$

Некоторые теоретические фазовые функции известны как функции Хени-Гринштейна, Рэля-Ганса, Дельта-Эддингтона и Рейнольда. Среди них, в соответствии с экспериментальными наблюдениями, наилучшей является первая. Она была введена Хейни и Гринштейном (1941) и записывается

$$p(\theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}}, \quad (1.36)$$

Эта фазовая функция математически очень удобна для использования, так как она эквивалентна представлению

$$p(\theta) = \sum_{i=0}^{\infty} (2i + 1) g^i P_i(\cos \theta), \quad (1.37)$$

где P_i – полиномы Лежандра. Хотя, в некоторых случаях, сложная функция изотропной величины u и функции Хени-Гринштейна лучше соответствует экспериментальным данным. Эта модифицированная функция может быть записана

$$p(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{u + (1-u)(1-g^2)}{(1+g^2-2g\cos\theta)^{3/2}} \quad (1.38)$$

1.1.4. Непрозрачные среды

Ранее было рассмотрено проявление либо поглощения, либо рассеяния в отдельности. Однако в большинстве тканей они проявляются одновременно. Такие среды называются непрозрачными (мутными) средами. Их полный коэффициент ослабления может быть выражен:

$$\mu_t = \mu_a + \mu_s \quad (1.39)$$

В непрозрачных средах средняя длина пробега падающих фотонов, таким образом, определяется как

$$l_{ph} = \frac{1}{\mu_t} = \frac{1}{\mu_a + \mu_s} \quad (1.40)$$

Только в некоторых случаях можно пренебречь или μ_a , или μ_s относительно друг друга, но важно осознавать, что обычно они оба имеют место. Также очень удобно ввести в рассмотрение дополнительный параметр, оптическое альbedo a :

$$a = \frac{\mu_s}{\mu_t} = \frac{\mu_s}{\mu_a + \mu_s} \quad (1.41)$$

При $a=0$ ослабление происходит только вследствие поглощения, тогда как в случае $a=1$ присутствует только рассеяние. Для $a=1/2$ выражение (1.41) примет вид $\mu_a = \mu_s$, то есть коэффициенты поглощения и рассеяния станут равными. На самом деле, будут иметь место оба эффекта, но их соотношение будет меняться.

При рассмотрении непрозрачных сред другим полезным параметром является оптическая глубина, которая определяется следующим выражением:

$$d_{opt} = \int_0^l \mu_t dl' \quad , (1.42)$$

где ld - отрезок оптического пути, – полная длина оптического пути. В случае однородного затухания, то есть коэффициент ослабления μ_t постоянный, выражение (1.42) принимает вид:

$$d_{opt} = \mu_t l \quad (1.43)$$

Преимуществом использования альбеда a и оптической глубины d – вместо коэффициентов поглощения μ_a и рассеяния μ_s - в том, что первые являются безразмерными величинами. Однако, информация, содержащаяся в паре a и d такая же, как и в паре μ_a и μ_s .

При описании непрозрачной среды нормировка фазовой функции (1.35) должна иметь вид

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} p(\theta) d\omega = a \quad , (1.44)$$

поскольку функция вероятности должна стремиться к нулю при пренебрежимо малом рассеянии. Отсюда выражения (1.36) и (1.37) должны быть переписаны в виде:

$$p(\theta) = a \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}} \quad (1.45)$$

и

$$p(\theta) = a \sum_{i=0}^{\infty} (2i + 1) g^i P_i(\cos \theta) \quad (1.46)$$

В литературе преобразованные коэффициенты рассеяния и ослабления часто записываются следующим образом:

$$\mu'_s = \mu_s (1 - g) \quad , (1.48)$$

и

$$\mu'_t = \mu_a + \mu'_s \quad (1.49)$$

так как рассеяние только вперед, то есть $g=1$, не будет приводить к ослаблению интенсивности.

Лекция №5

Тема 2. Методы описания взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями

2.1 Основные принципы построения математических моделей для расчета взаимодействия лазерного излучения с мутными биотканями

Перед описанием особенностей моделирования взаимодействия лазерного излучения с биотканями рассмотрим основные понятия.

Итак, модель - это такой материальный или мысленно представляемый объект, который в процессе изучения замещает объект-оригинал, сохраняя некоторые важные для данного исследования типичные его черты. Человек применяет модели с незапамятных времен при изучении сложных явлений, процессов, конструировании новых сооружений. Хорошо построенная модель, как правило, доступнее для исследования, нежели реальный объект. Более того, некоторые объекты вообще не могут быть изучены непосредственным образом.

Процесс построения модели называется моделированием. Другими словами, моделирование - это процесс изучения строения и свойств оригинала с помощью модели.

Существует два основных класса задач, связанных с математическими моделями: прямые и обратные. В первом случае все параметры модели считаются известными, и нам остается только исследовать её поведение. Например, определение глубины проникновения излучения в среду при известных параметрах излучения и среды – это прямая задача. В других случаях требуется решить обратную задачу: какие-то параметры модели неизвестны (например, не могут быть измерены явно), и требуется их найти, сопоставляя поведение реальной системы с её моделью. Ещё одна обратная задача: подобрать параметры модели таким образом, чтобы она удовлетворяла каким-то заданным условиям — такие задачи требуется решать при проектировании систем.

Технология моделирования требует от исследователя умения ставить корректно проблемы и задачи, прогнозировать результаты исследования, проводить разумные оценки, выделять главные и второстепенные факторы для построения моделей, выбирать аналогии и математические формулировки, решать задачи с использованием компьютерных систем, проводить анализ компьютерных экспериментов.

Процесс моделирования включает в себя три элемента: субъект (исследователь), объект исследования, модель, определяющую отношения познающего субъекта и познаваемого объекта.

Первый этап построения модели предполагает наличие некоторых знаний об объекте-оригинале. Познавательные возможности модели обуславливаются тем, что модель отображает (воспроизводит, имитирует) какие-либо существенные черты объекта-оригинала. Вопрос о необходимой и достаточной мере сходства оригинала и модели требует конкретного анализа. Очевидно, модель утрачивает свой смысл как в случае тождества с оригиналом (тогда она перестает быть моделью), так и в случае чрезмерного во всех существенных отношениях отличия от оригинала. Таким образом, изучение одних сторон моделируемого объекта осуществляется ценой отказа от исследования других сторон. Поэтому любая модель замещает оригинал лишь в строго ограниченном смысле. Из этого следует, что для одного объекта может быть построено несколько «специализированных» моделей, концентрирующих внимание на определенных сторонах исследуемого объекта или же характеризующих объект с разной степенью детализации.

На втором этапе модель выступает как самостоятельный объект исследования. Одной из форм такого исследования является проведение «модельных» экспериментов, при которых сознательно изменяются условия функционирования модели и систематизируются данные о ее «поведении». Конечным результатом этого этапа является множество (совокупность) знаний о модели.

На третьем этапе осуществляется перенос знаний с модели на оригинал — формирование множества знаний. Одновременно происходит переход с «языка» модели на «язык» оригинала. Процесс переноса знаний проводится по определенным правилам. Знания о модели должны быть скорректированы с учетом тех свойств объекта-оригинала, которые не нашли отражения или были изменены при построении модели.

Четвертый этап — практическая проверка получаемых с помощью моделей знаний и их использование для построения обобщающей теории объекта, его преобразования или управления им.

Моделирование — циклический процесс. Это означает, что за первым четырехэтапным циклом может последовать второй, третий и т.д. При этом знания об исследуемом объекте расширяются и уточняются, а исходная модель постепенно совершенствуется. Недостатки, обнаруженные после первого цикла моделирования, обусловленные малым знанием объекта или ошибками в построении модели, можно исправить в последующих циклах.

Основной задачей процесса моделирования является выбор наиболее адекватной к оригиналу модели и перенос результатов исследования на оригинал.

Перейдем теперь непосредственно к рассмотрению принципов построения математических моделей для расчета взаимодействия лазерного излучения с мутными биотканями.

Как уже было отмечено, мутными называют среды, в которых присутствует как поглощение, так и рассеяние излучения. Одним из примеров такой ткани является кожа человека. В то же время кожа является живой многослойной средой, содержащей различные включения, такие как, например, кровеносные сосуды, в которых происходит движение крови. Все это осложняет понимание процессов, происходящих при воздействии лазерным излучением на кожу. Для описания этих процессов на данный момент существует множество различных математических и физических моделей, каждая из которых призвана решить какую-либо конкретную задачу, описать частный случай. Рассмотрим здесь основные принципы построения математических моделей, описывающих взаимодействие лазерного излучения с многокомпонентными многослойными мутными средами, такими как кожа человека.

Практически все модели строятся по одинаковым принципам (рис. 4). Сначала описывается объект исследования, его геометрия. Затем определяются оптические и физические параметры всех его компонентов. Далее производится расчет распространения излучения в среде, и (для некоторых моделей) вычисление температурных полей.

Различия между моделями становятся заметны уже на этапе построения геометрии. В большинстве случаев кожа представляется в виде последовательности плоских слоев с различными оптическими и теплофизическими свойствами. Количество слоев кожи может варьироваться от одного до семи. Самая простая геометрия включает в себя только дерму. Такая упрощенная модель используется, например, для моделирования лечения угревой болезни лазерным излучением с длиной волны 1450 нм. В данной работе считалось, что поскольку на данной длине волны излучение поглощается преимущественно водой, то можно считать кожу одним цельным слоем с оптическими свойствами, близкими к свойствам воды. Более глубокие слои кожи не влияют на результат, поскольку излучение с данной длиной волны не проникает глубже 1 мм.

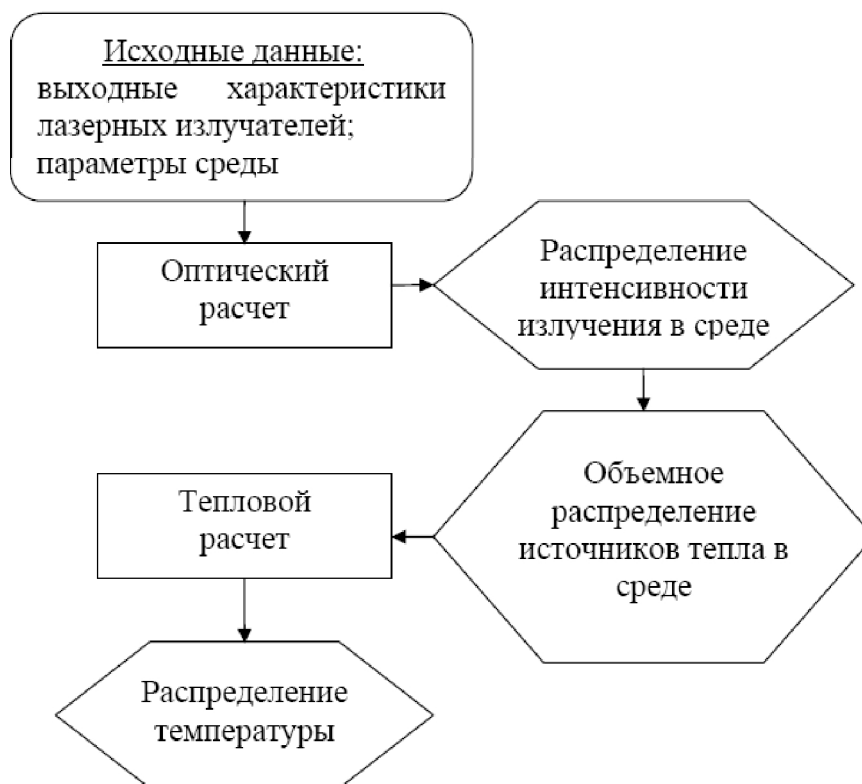


Рис. 5 Схема построения моделей, описывающих взаимодействие лазерного излучения с объектами

Здесь в коже выделены 7 слоев: роговой слой, эпидермис, верхняя дерма, дерма с поверхностным сплетением сосудов, нижняя дерма, дерма с глубинным сплетением сосудов, гиподерма (рис. 6). Каждый из них имеет свои оптические характеристики. Однако такое достаточно подробное разделение кожи на слои используется только для оптического расчета, а для расчета распределения температуры выделены только эпидермис, кровь и дерма.

В некоторых работах наличие кровеносных сосудов в коже моделировалось с помощью изменения оптических свойств выделенных в дерме плоских слоев, в которых предполагается наличие крови.

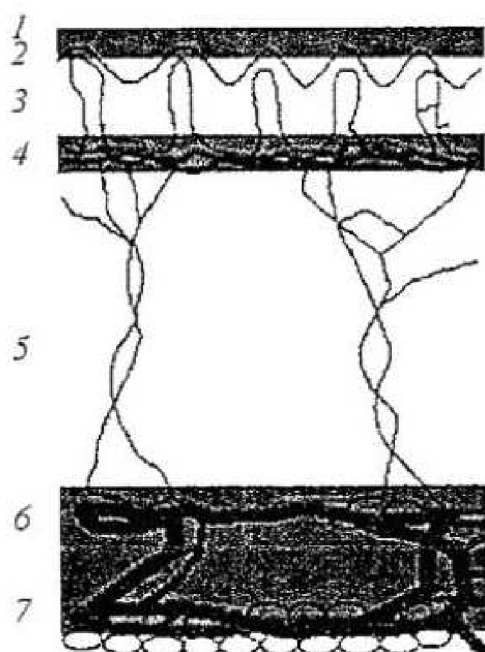


Рис. 6 Модель кожи. 1 – роговой слой, 2 – эпидермис, 3 – капиллярная (верхняя) дерма, 4 - верхнее сплетение микрососудов, 5 – ретикулярная (нижняя) дерма, 6 – глубокое сосудистое сплетение, 7 – гиподерма

Например, оптические характеристики нижней и верхней дермы были абсолютно равны (коэффициент поглощения, $\mu_a=0,27 \text{ мм}^{-1}$, коэффициент рассеяния, $\mu_s=18,7 \text{ мм}^{-1}$), а дерма с поверхностным сплетением сосудов и дерма с глубинным сплетением сосудов имели коэффициенты поглощения, соответственно, равные $0,33$ и $0,34 \text{ мм}^{-1}$, и коэффициенты рассеяния $19,2$ и $19,4 \text{ мм}^{-1}$, соответственно. Фактор анизотропии и показатель преломления считались постоянными для всей дермы, независимо от наличия сосудистых сплетений.

Некоторые авторы выделяют кровь как отдельный слой с характеристиками чистой крови, либо как некий объект внутри ткани. Одиночный кровеносный сосуд иногда прямоугольной или чаще цилиндрической формы обычно помещается в дерме. Пример модели кожи с кровеносным сосудом цилиндрической формы приведен на рис. 7.



Рис. 7 Модель, учитывающая расположение кровеносного сосуда в подкожных тканях. Сосуд размещается в центре луча

Считается (в большинстве случаев) что стенка сосуда имеет такие же свойства, как окружающая ткань и поэтому отдельно ее, как правило, не выделяют. Модели с сосудом, расположенным в дерме, обычно используют для получения распределения интенсивности излучения и температуры внутри вен.

Оптические свойства, как правило, считают постоянными для данной длины волны и не зависящими от температуры.

Зависимости теплофизических параметров от температуры или содержания крови в тканях авторы обычно не учитывают. Иногда даже считают, что теплофизические свойства для кожи и крови одинаковые.

Несколько отличающейся от остальных моделей с точки зрения задания оптических характеристик объекта является модель кожи, представленная на рис. 8.

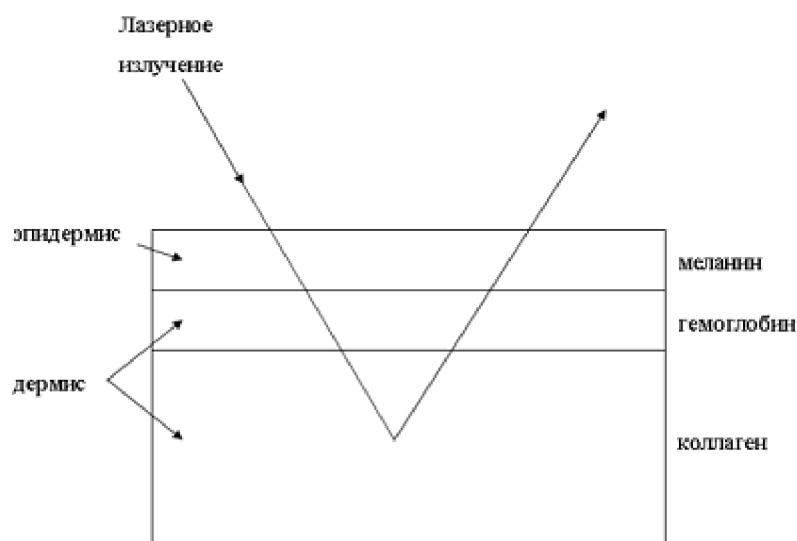


Рис. 8 Упрощенная трехслойная модель кожи

Считается, что кожа состоит из эпидермиса и дермы. Падающее излучение сначала проходит через эпидермис, где наибольший коэффициент поглощения имеет меланин, поэтому оптические свойства эпидермиса считаются равными свойствам меланина. Пройдя часть, попадает в дерму, где поглощается преимущественно гемоглобином, присутствующим в поверхностном слое дермы.

Оставшееся излучение диффузно отражается от коллагена, присутствующего в остальной части дермы, и снова проходит через слои гемоглобина и меланина, частично поглощаясь. Такое описание процесса прохождения света через кожу используется для расчета коэффициентов пигментации и эритемы.

Распространение света в биотканях в большинстве работ моделируется с помощью метода Монте-Карло. Причем в некоторых работах его некоторым образом усовершенствуют для наилучшего описания тех или иных моментов. Встречаются также работы, где для этих целей применяется теория Кубелки-Мунка и диффузионное приближение.

Показаны основные достаточно простые модели, описывающие распространение излучения в коже при условии, что температура в среде не достигает больших значений. В случае если температура ткани при ее обработке достигает температуры кипения воды или сильно ее превышает, приведенные модели требуют уточнения, поскольку при таких температурах происходит изменение оптических и теплофизических параметров среды, а возможно и (в случае очень высоких температур) удаление ткани вследствие абляционных процессов. Модели, учитывающие такие изменения весьма сложны как для описания, так и для непосредственного моделирования при помощи компьютерных программ.

2.2 Распространение лазерного излучения в мутных средах

Математическое описание характеристик поглощения и рассеяния света может быть проведено двумя способами – с помощью аналитической теории и с помощью теории переноса. Первая основывается на уравнениях Максвелла и в принципе является наиболее фундаментальным подходом. Однако его использование ограничено сложностью получения точных аналитических решений. С другой стороны, теория переноса в основном рассматривает перенос фотонов через поглощающие и рассеивающие среды, не основываясь на уравнениях Максвелла. Она имеет эвристический характер и ей не хватает строгости аналитических теорий. Тем не менее, теория переноса широко используется для описания взаимодействий лазерного излучения с тканью, и экспериментально подтверждено, что во многих случаях ее прогнозы являются достаточными.

Теория переноса, называемая также теорией переноса излучения, берет свое начало с работы Шустера 1903 г. Теория оперирует непосредственно переносом энергии в среде, содержащей частицы. Сама по себе она не включает дифракционных эффектов. Предполагается, что при суммировании полей отсутствует корреляция между ними так, что складываются интенсивности, а не сами поля. Основное дифференциальное уравнение этой теории называется уравнением переноса или уравнением транспорта и эквивалентно уравнению Больцмана, используемому в кинетической теории газов. В теории переноса можно учесть поляризационные эффекты. Однако в большинстве случаев из соображений математического удобства поляризацией пренебрегают.

Теория описывает частицы, обладающие энергией νh и скоростью c . Эти частицы рассеиваются и поглощаются структурами в плотной среде, такой, как биоткань, и отражаются на границе, подчиняясь закону Френеля. Будем рассматривать поток волновой энергии в точке $\vec{r} = (x, y, z)$ в хаотичной неоднородной среде. Частота, амплитуда и фаза волны случайно меняются во времени, поэтому величина и направление связанной с ними плотности потока также непрерывно меняется. Для данного направления Θ можно записать среднюю плотность потока энергии, заключенную в единичном интервале частот вблизи частоты ν и в единичном телесном угле. Эта величина $L(\vec{r}, \Theta)$ называется лучевой интенсивностью, а также яркостью или энергетической

яркостью, и измеряется в единицах $\left[\frac{Вт}{м^2 \cdot ср \cdot Гц} \right]$.

Лучевая интенсивность $L_+(\vec{r}, \mathbf{e})$ описывает излучение, испускаемое поверхностью, и называется поверхностной интенсивностью. Интенсивность излучения $L_-(\vec{r}, \mathbf{e})$ падающая на поверхность, называется интенсивностью поля. В данных определениях поверхность может быть как реальной, так и воображаемой. Эти две величины представляют разные понятия, но численно они тождественны.

Величина и направление плотности потока мощности определяется интегрированием полного потока по телесному углу (вперед или назад) и может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned} F_+(\vec{r}, \mathbf{e}_0) &= \int_{2\pi^+} L(\vec{r}, \mathbf{e}) \mathbf{e} \cdot \mathbf{e}_0 d\omega, \\ F_-(\vec{r}, \mathbf{e}_0) &= \int_{2\pi^-} L(\vec{r}, \mathbf{e}) \mathbf{e} \cdot (-\mathbf{e}_0) d\omega \end{aligned} \quad (2.1)$$

Для излучающей поверхности плотность потока мощности называют энергетической светимостью, в случае падения излучения на поверхность – освещенностью.

Величина и направление полного потока мощности определяется следующим выражением:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \int_{4\pi} L(\vec{r}, \mathbf{e}) \mathbf{e} d\omega \quad (2.2)$$

Уравнение переноса является интегрально-дифференциальным уравнением лучевой интенсивности и записывается следующим образом [25]:

$$\hat{s} \cdot \nabla L(\vec{r}, \hat{s}) + \mu_t(\vec{r}) \cdot L(\vec{r}, \hat{s}) = \mu_s \int_{4\pi} p(\hat{s}, \hat{s}') L(\vec{r}, \hat{s}') d\omega' + S(\vec{r}, \hat{s}) \quad (2.3a)$$

$$\text{или} \quad \frac{dL(\vec{r}, \hat{s})}{ds} = -\mu_t(\vec{r}) \cdot L(\vec{r}, \hat{s}) + \mu_s \int_{4\pi} p(\hat{s}, \hat{s}') L(\vec{r}, \hat{s}') d\omega' + S(\vec{r}, \hat{s}) \quad (2.3b)$$

где $\mu_t = \mu_a + \mu_s$ - полный коэффициент затухания, μ_a - коэффициент поглощения, $[M^{-1}]$, μ_s - коэффициент рассеяния, $[M^{-1}]$, $p(\hat{s}, \hat{s}')$ - фазовая функция или функция рассеяния,

$S(\vec{r}, \hat{s})$ - функция источников, $\left[\frac{Bm \cdot cp}{M^3} \right]$, $d\omega'$ - элемент телесного угла вдоль направления единичного вектора \hat{s}' .

Полагаем, что среда является гомогенной, следовательно, ее оптические свойства не зависят от определения точки \vec{r} .

Уравнение переноса описывает скорость изменения лучевой интенсивности. Первый член правой части уравнения определяет уменьшение интенсивности за счет

поглощения и рассеяния в среде. Второй - указывает на то, что интенсивность возрастает вследствие рассеяния в направлении \hat{s} части лучевой интенсивности $L(\vec{r}, \hat{s})$, падающей на данный элемент объема, с других направлений \hat{s}' и добавляющейся к $L(\vec{r}, \hat{s})$. Третий член правой части уравнения определяет возрастание интенсивности вследствие излучения из рассматриваемого элементарного объема.

Фазовая функция описывает рассеивающие свойства среды и характеризует элементарный акт рассеяния. Вероятность (определенная на единицу длины пути) того, что фотон, двигаясь в направлении единичного вектора \hat{s} , рассеивается на элементе телесного угла $d\omega'$ вдоль другого направления единичного вектора \hat{s}' , равна $\mu_s p(\hat{s}, \hat{s}') d\omega'$. Здесь фазовая функция нормирована таким образом, что вероятность рассеяния по всем направлениям равна 1:

$$\int_{4\pi} p(\hat{s}, \hat{s}') d\omega' = 1 \quad (2.4)$$

Также полагаем, что вероятность рассеяния зависит только от угла между единичными векторами (т.е. рассеяние симметрично относительно падающей волны):

$$p(\hat{s}, \hat{s}') = \hat{s} \cdot \hat{s}' \quad (2.5)$$

Средний косинус угла рассеяния (фактор анизотропии рассеяния) математически может быть описан следующим образом:

$$p(\hat{s}, \hat{s}') = \hat{s} \cdot \hat{s}' \quad (2.6)$$

Во многих практических случаях фазовая функция хорошо аппроксимируется с помощью эмпирической функции Хени-Гринштейна:

$$p(\theta) = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}} \quad (2.7)$$

Лучевая интенсивность в любой точке биологической среды включает в себя коллимированную и рассеянную (диффузную) компоненты:

$$L(\vec{r}, \hat{s}) = L_s(\vec{r}, \hat{s}) + L_p(\vec{r}, \hat{s}) \quad (2.8)$$

Коллимированная составляющая, $L_p(\vec{r}, \hat{s})$, описывает ни разу не поглотившийся и не рассеявшийся свет от внешнего или внутреннего источников. Рассеянный свет, $L_s(\vec{r}, \hat{s})$, определяет компоненту интенсивности, появившуюся в результате рассеяния. Она порождается в среде следующим образом: после первого акта рассеяния фотоны первичного луча трансформируются в фотоны рассеянного света, которые в свою очередь формируют источники рассеянного света.

Коллимированный свет затухает по экспоненциальному закону, за счет поглощения и рассеяния:

$$E(\vec{r}, \hat{s}) = E_0(\vec{r}, \hat{s}_0) \exp(-\mu_t l) \quad (2.9)$$

Здесь $E_0(\vec{r}, \hat{s}_0)$ - интенсивность в точке \vec{r} в отсутствии среды (ткани), \hat{s}_0 - направление распространения первичного луча, l - глубина распространения «неизменных» фотонов в ткани между точкой входа в биоткань и точкой \vec{r} рассматриваемого элемента объема.

Для того чтобы перейти к ранее указанным обозначениям, используется дельта-функция, максимальное значение которой (пик функции) приходится на направление . Таким образом, коллимированная составляющая лучевой интенсивности может быть представлена следующим образом:

$$L_p(\vec{r}, \hat{s}) = E(\vec{r}) \frac{\delta(1 - \hat{s} \cdot \hat{s}_0)}{2\pi} \quad (2.10)$$

Если уравнение переноса переписать с учетом (2.8) и провести серию преобразований, то, согласно, можно получить следующее уравнение транспорта:

$$\frac{dL_s(\vec{r}, \hat{s})}{ds} + \mu_t(\vec{r}) \cdot L_s(\vec{r}, \hat{s}) = \mu_s \int_{4\pi} p(\hat{s}, \hat{s}') L_s(\vec{r}, \hat{s}') d\omega' + \mu_s \cdot p(\hat{s}, \hat{s}_0) E(\vec{r}, \hat{s}_0) \quad (2.11)$$

Для решения задачи воздействия излучения на биоткань практический интерес представляет освещенность φ_s :

$$\varphi_s = \int_{4\pi} L(\vec{r}, \hat{s}) d\omega \quad (2.12)$$

которая определяет плотность источников тепла S:

$$S = \mu_a \varphi_s E(\vec{r}, \hat{s}_0) \quad (2.13)$$

Главная проблема, с которой имеет дело теория переноса – определение диффузной составляющей лучевой интенсивности, так как рассеяние фотонов носит случайных характер. Поэтому применяются различные приближения, в соответствии с которыми доминирующим процессом ослабления света является либо поглощение, либо рассеяние. Наиболее часто используемыми являются следующие методы: теория Кубелки-Мунка, диффузионное приближение и метод Монте-Карло.

2.2.1 Производство тепла

Производство тепла внутри ткани во время лазерного воздействия является следствием количества излучения, поглощенного тканью. Вне рассеивающей среде локальное накопление тепла в единице площади за единицу времени измеряется в Вт/см³ и может быть найдено из следующего выражения:

$$S(r, z, t) = \mu_a I(r, z, t)$$

где z обозначает оптическую ось, r – расстояние от оптической оси, t – время, μ_a – коэффициент поглощения, $I(r, z, t)$ – локальная интенсивность.

Таким образом, функция источников тепла внутри рассматриваемой ткани является функцией коэффициента поглощения и локальной интенсивности. Более точное выражение для плотности источников тепла в среде приведено выше (2.13). Так как μ_a сильно зависит от длины волны, то эта зависимость распространяется и на $S(r, z, t)$.

Если не происходит фазовых переходов (испарение, плавление) или изменений в ткани (коагуляция, карбонизация), изменение количества тепла dQ вызывает линейное изменение температуры в соответствии с dT основным законом термодинамики:

$$dQ = mcdT \quad (2.39)$$

где m – масса ткани, c – удельная теплоемкость среды, измеряемая в единицах

$$\left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right]$$

2.2.2 Перенос тепла

В закрытой физической системе отношение между температурой и количеством тепла выражается соотношением (2.39). Однако в случае реальных взаимодействий лазерного излучения с веществом также необходимо учитывать потери тепла, которые происходят вследствие теплопроводности, конвективной теплопередачи или теплового излучения.

Обычно в большинстве случаев лазерного воздействия последними двумя эффектами можно пренебречь. Один типичный пример конвективной теплопередачи в тканях – перенос тепла вследствие кровотока.

Тепловое излучение описывается законом Стефана-Больцмана, который гласит, что мощность излучения пропорциональна четвертой степени температуры. Поскольку в большинстве случаев при взаимодействии лазерного излучения с биотканью достигается достаточно умеренная температура, то тепловым излучением часто можно также пренебречь.

Теплопроводность является основным механизмом переноса тепла к тканям, которые не подвергаются непосредственному воздействию. Температура является основной физической величиной, характеризующее все тепловые взаимодействия света с тканью. Основной задачей аналитической теории теплопроводности является определение и изучение пространственно-временного изменения температуры, $T=f(x,y,z,t)$; x, y, z – пространственные прямоугольные координаты, t – время.

Совокупность значений температур для всех точек пространства в данный момент времени t называется температурным полем. Это скалярная величина. Если температура является функцией только от координат, то поле является стационарным. Если же температура также зависит от времени, поле будет нестационарным.

Дифференциальное уравнение теплопроводности связывает пространственное распределение температуры с изменением ее во времени и записывается следующим образом:

$$\rho \cdot c \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \nabla(\kappa \nabla T(\vec{r}, t)) + S(\vec{r}) \quad (2.40)$$

где ρ – плотность, кг/м^3 , c – удельная теплоемкость среды, $\left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right]$, t – время, $\kappa = a_i \cdot \rho \cdot c$ –

теплопроводность $\left[\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} \right]$, a_i – температуропроводность, $\left[\frac{\text{м}^2}{\text{с}} \right]$, $S(\vec{r}) = \mu_a \cdot \Phi(\vec{r}) \cdot \frac{E_0}{\tau_p}$ –

объемная плотность источников тепла в среде, $\left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^3} \right]$, μ_a – коэффициент поглощения, \square –

полная освещенность в точке $\vec{r} = (x, y, z)$, E_0 – плотность энергии излучения, $\left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2} \right]$.

Данное уравнение показывает изменение энергии вещества в элементарном объеме. Это изменение определяется количеством теплоты, накопленной за счет теплопроводности, и количеством теплоты, выделившейся в элементарном объеме за счет внутренних источников тепла.

Если модель включает в себя несколько слоев с различными теплофизическими характеристиками, то уравнение (2.40) должно решаться для каждого из них в отдельности. В тех областях, дополнительных (не обусловленных лазерным излучением) источников или стоков тепла, тепловой расчет может проводиться на основе (2.40). В областях, где такие источники или стоки тепла присутствуют, необходимо добавлять в уравнение теплопроводности дополнительные члены.

Рассмотрим подобную ситуацию на примере кожи человека, в которой дополнительным стоком тепла является кровоток. Для областей, где анатомически не располагаются сосуды, решается уравнение (2.40). В областях, в которых сосуды присутствуют, добавляются еще источники тепла, обусловленные потоком крови (в случае, если расчет проводится в предположении, что кровь равномерно распределена по всему объему слоев). Тогда уравнение теплопроводности принимает вид:

$$\rho \cdot c \frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \nabla(\kappa \nabla T(\mathbf{r}, t)) + Q(\mathbf{r}) + S_{blood}(\mathbf{r}, t, T). \quad (2.41)$$

Кровь может поглощать или выделять тепло в зависимости от того, как ее температура соотносится с температурой окружающей ткани.

Соответствующее слагаемое, $S_{blood}(\mathbf{r}, t, T)$, является, соответственно, объемным стоком или источником энергии и может быть записано следующим образом [22]:

blood

$$S_{blood}(\mathbf{r}, t, T) = \rho c [\rho_b \cdot f(t, T) \cdot (T_{blood} - T(\mathbf{r}, t))], \quad (2.42)$$

где ρ_b плотность крови, T_{blood} ее температура, $f(t, T)$ – плотность потока крови в ткани.

Последняя величина измеряется в $\left[\frac{\text{мл}}{100\text{г} \cdot \text{мин}} \right]$ или $\left[\frac{\text{см}^3}{\text{с} \cdot \text{г}} \right]$ и представляет собой объем крови, переносимый в секунду в 1 грамме соответствующей ткани. В стационарных условиях, плотность потока равна f_0 и различна в дермисе и жире. Кроме того, стационарная плотность потока зависит от температуры, то есть можно написать $f_0 = f_0(T)$.

В нестационарных условиях воздействия света на кожу $f(t, T)$ не равно $f_0(T)$, где T – текущая температура ткани. Известно, что при изменении температуры поток крови изменяется не мгновенно, а с задержкой $t_{delay} = 60-90$ с. Для учета температурной зависимости плотности потока крови можно записать следующее уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial t} f(t, T) = \frac{f_0(T) - f(t, T)}{t_{delay}} \quad (2.43)$$

Температура крови здесь предполагается постоянной, не изменяющейся со временем, то есть, предполагается, что кровь, проходя через область, на которую производится лазерное воздействие, нагревается незначительно.

Уравнение (2.40) описывает явление теплопроводности в самом общем виде. Чтобы выделить конкретно рассматриваемый процесс и дать его описание, необходимо определить краевые условия, которые включают в себя геометрические, физические,

начальные и граничные условия. Первые два типа условий включают в себя геометрию задачи и характеристики объекта. Рассмотрим общий вид начальных и граничных условий.

Начальные условия необходимы при рассмотрении нестационарных процессов и задают распределение температуры внутри объекта в начальный момент времени. В общем случае начальное условие для уравнения теплопроводности аналитически может быть записано следующим образом (при $t=0$): $T=T(x,y,z)$. При равномерном распределении температуры в теле начальное условие упрощается (при $t=0$): $T=T_0=\text{const}$.

Граничные условия описывают условия теплового взаимодействия между окружающей средой и поверхностью тела. Они могут быть заданы несколькими способами.

2.3 Оптические характеристики биотканей на примере кожной ткани

Для корректного построения моделей для описания взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями необходимо кроме определения математического аппарата также определить и оптические и физические параметры модели. Рассмотрим на примере кожи человека.

Кожа человека является ярким примером многокомпонентной мутной биологической среды и весьма сложна для описания при построении моделей. Оптические характеристики такой сложной среды в целом зависят от множества факторов. Для корректного построения модели описания ее оптических свойств необходимо иметь некоторое представление о биологических особенностях строения кожи.

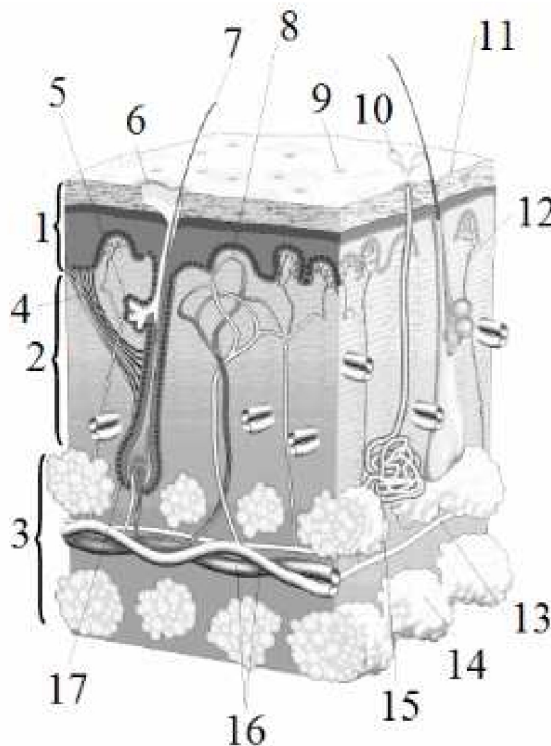


Рис. 9 Биологическое строение кожи человека: 1 – эпидермис, 2 – дерма, 3 – подкожная жировая клетчатка, 4 – мышца, поднимающая волос, 5 – сальная железа, 6 – жировой секрет, 7 – волос, 8 – капилляры, 9 – пора, 10 – пот, 11 – кератин (роговой слой), 12 – нервное окончание, 13 – нерв, 14 – жировая долька, 15 – потовая железа, 16 – кровеносные сосуды, 17 – волосяной мешочек.

Толщина кожного покрова зависит от части тела, изменяясь от 1 до 4 мм. В коже выделяют три части (рис. 9). Верхняя часть – эпидермис – представляет собой многослойный эпителий, наружный слой которого – роговой слой – постоянно сдвигается. Толщина эпидермиса различна – от $0,02 \div 0,05$ мм на шее и лице до $0,5 \div 2,4$ мм на ладонях и подошвах. Нижний слой эпидермиса – базальный, лежит на базальной мембране, разделяющей эпидермис и дерму. В базальном слое находятся клетки – меланоциты, производящие пигмент меланин. Независимо от типа расы в коже каждого человека находится одинаковое количество меланоцитов, но количество меланина, которое эти клетки производят, различно.

Функция меланина – защита кожи от вредного воздействия солнечных лучей: темнее кожа, тем лучше она защищена от солнечного ожога.

Истинная или внутренняя кожа – дерма – состоит из богатой волокнами и относительно бедной клетками соединительной ткани, являющейся опорой для придатков кожи (волос, ногтей, потовых и сальных желез) сосудов и нервов. Волосы и протоки от желез проходят через эпидермис к поверхности кожи. Толщина дермы варьируется от 0,5 мм до 5 мм. На предплечье она не превышает 1 мм (у женщин) и 1,5 мм (у мужчин), а в некоторых местах достигает 2,5 мм (кожа спины у мужчин). В дерме выделяют два слоя: прилежащий к эпидермису сосочковый и сетчатый (ретикулярный). В сосочковом слое содержатся различные волокна, придающие коже прочность и упругость, а также многочисленные кровеносные и лимфатические сосуды, нервные сплетения и окончания нервных волокон. Сетчатый слой располагается под сосочковым слоем. В нем залегают потовые и сальные железы, волосяные сумки. Протоки сальных желез открываются в волосяные сумки. Волокнистые структуры дермы состоят из коллагеновых, эластических и ретикулярных волокон. Промежутки между волокнами, придатками кожи и другими структурными образованиями занимает так называемое основное вещество – аморфная субстанция.

Подкожная жировая клетчатка (гиподерма) состоит из рыхлой сети коллагеновых, эластических и ретикулярных волокон, в петлях которых расположены дольки жировой ткани – скопления крупных жировых клеток. Подкожный слой пронизан сетью нервов и кровеносных сосудов, которые поддерживают и питают дерму и эпидермис. Толщина этого слоя различна и зависит от образа жизни человека, питания, обмена веществ.

От количества меланина, производимого меланоцитами, зависит цвет кожи и ее чувствительность к воздействию света. Чем больше вырабатывается меланина, тем интенсивнее и темнее окраска кожи. У людей, живущих в жарких странах, меланина в коже вырабатывается очень много, поэтому кожа у них смуглая; наоборот, у людей,

живущих на севере, меланина мало, поэтому кожа северян светлее. Цвет и чувствительность к световому воздействию определяют тип кожи человека. Различают 6 типов, согласно классификации Томаса Фицпатрика:

Тип I: Восточно-европейский. Очень светлая кожа, мало меланина, светлые волосы, голубые или зеленые глаза. Никогда не загорает, всегда обгорает.

Тип II: Восточно-европейский или скандинавский. Кожа светлая, волосы от светло-рыжих до светло-русых, зеленые или карие глаза. Редко загорает, обычно обгорает.

На цвет кожи также влияют такие факторы, как кровь в кровеносных сосудах кожи и естественный желтоватый оттенок ткани кожи. Состояние кровеносных сосудов в коже может сильно менять цвет кожи. Так, человек бледнеет от страха, когда малые сосуды закрываются, краснеет от гнева, когда увеличивается приток крови, и синееет от холода, когда большая часть кислорода в крови отходит к тканям по мере того, как приток крови замедляется.

Снабжение кожи кровью в норме осуществляется следующим образом. Все вены в организме человека локализуются либо поверхностно, в подкожной клетчатке, либо в глубине анатомических областей по ходу артерий, сопровождаемых обычно парами вен. Поверхностные вены благодаря множественным соустьям образуют венозные сплетения, которые в норме содержат основную часть объема располагающейся в коже крови. Артерии, вступив в дерму из подкожной клетчатки, все более разветвляясь, образуют глубокую и поверхностную (подсосочковую) параллельные сети. От подсосочковой сети отходят терминальные артериолы, по одной на несколько сосочков. В каждом сосочке есть капилляр в виде шпилькообразной петли, поднимающийся к вершине сосочка артериальным коленом и переходящий в более толстое венозное колено. Из капиллярных петель кровь собирается в поверхностную венозную сеть и далее в расположенные друг за другом все более укрупняющиеся три венозные сети. Наиболее глубокая из них лежит в подкожной клетчатке.

Биологические ткани, такие как кожа, являются оптически неоднородными поглощающими средами со средним показателем преломления, большим, чем у воздуха, поэтому на границе раздела биообъект - воздух часть излучения отражается (френелевское отражение), а остальная часть проникает в биоткань.

Помимо поглощения, кожа характеризуется значительным светорассеянием, т. е. является сильно рассеивающей мутной средой, так как состоит из большого числа случайно распределенных в объеме рассеивающих центров. Степень рассеяния зависит от длины волны излучения и оптических свойств биоткани. Рассеяние света средами, состоящими из большого числа частиц, существенно отличается от рассеяния света

отдельными частицами. Это связано, во-первых, с интерференцией волн, рассеянных отдельными частицами между собой и с падающей волной; во-вторых, во многих случаях важны эффекты многократного рассеяния (переизлучения), когда свет, рассеянный одной частицей, вновь рассеивается другими; в-третьих, взаимодействие частиц между собой не позволяет считать их движения независимыми.

За счет многократного рассеяния и поглощения лазерный пучок уширяется и затухает при распространении в коже. Объемное рассеяние является причиной распространения значительной доли излучения в обратном направлении (обратное рассеяние). Клеточные мембраны, ядра и органеллы являются основными рассеивателями для многих биологических тканей. Поглощенный свет преобразуется в тепло, переизлучается в виде флуоресценции или фосфоресценции, а также тратится на фотобиохимические реакции.

Спектр поглощения определяется типом доминирующих поглощающих центров и содержанием воды в биоткани. Характер фотовоздействия лазерного излучения на биологическую ткань определяется ее составом и коэффициентом поглощения на длинах волн облучения. В УФ и ИК ($\lambda > 2$ мкм) областях спектра превалирует поглощение, поэтому вклад рассеяния сравнительно мал, и свет неглубоко проникает в биоткань, всего на один или несколько клеточных слоев (рис.10а). В коротковолновой видимой области спектра глубина проникновения света для типичной биоткани составляет 0,5–2,5 мм. В этом случае существенную роль играют как поглощение, так и рассеяние, которое преобладает в отраженном от кожи излучении (отражается примерно от 15 до 50% падающего пучка) (рис. 10б). На длинах волн от 600 до 1500 нм рассеяние превалирует над поглощением, и глубина проникновения увеличивается до 8–10 мм (рис. 10в).

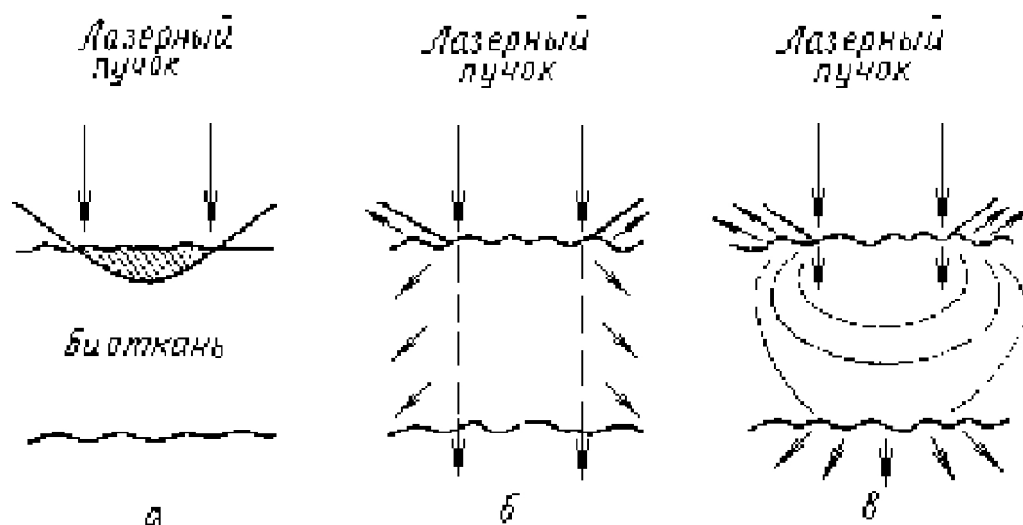


Рис. 10 Поглощение и рассеяние света биологическими тканями

Сильное рассеяние обусловлено соизмеримостью длины волны излучения с размерами клеток и отдельных их элементов. По мере того как свет проникает через кожу, коллимированная структура пучка полностью заменяется на диффузную, обратное рассеяние возрастает, и интенсивность отраженного от кожи света достигает 35–70% от интенсивности падающего пучка. В зависимости от типа биологической ткани и длины волны, коэффициент отражения может изменяться в очень широких пределах.

Таким образом, оптические свойства биологической ткани определяются ее структурой и состоянием: физиологическим состоянием, уровнем гидратации, гомогенностью, видовой вариантностью, характером измерений in-vivo – in-vitro и др. Ослабление лазерного пучка в биологической ткани проходит по экспоненциальному закону. Интенсивность коллимированного излучения оценивается по закону Бугера-Бера:

$$I(z) = (1 - R) \cdot I_0 \cdot \exp(-\mu_t \cdot z)$$

$$R = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2$$

Где R – коэффициент отражения при нормальном падении пучка, n – показатель преломления биологической ткани, I_0 – интенсивность падающего света, $\mu_t = \mu_a + \mu_s$ – полный коэффициент затухания, μ_a – коэффициент поглощения, μ_s – коэффициент рассеяния, z – толщина образца. Средняя длина свободного пробега

однократно рассеянного фотона в биологической ткани определяется, как $l_{ph} = \mu_t^{-1}$.

Еще одним из важных оптических параметров ткани является оптическая глубина проникновения δ [м]. Она означает глубину ткани, на которой интенсивность диффузно рассеянного света уменьшается по сравнению со значением интенсивности падающего излучения в e раз. Иными словами, интенсивность света в ткани $I(x)$ уменьшается экспоненциально с увеличением расстояния x от источника:

$$I(x) = Const \cdot e^{-\frac{x}{\delta}} \quad (2.72)$$

где
$$\delta = \frac{1}{\sqrt{3 \cdot \mu_a \cdot (\mu_a + \mu_s')}} \quad (2.73)$$

Существенное значение величины анизотропии рассеяния биологических тканей и многократное рассеяние приводят к отклонению от закона Бугера-Бера.

В описании эффектов, происходящих в тканях под воздействием излучения, поглощение воды играет важную роль, так как она является главной составляющей большинства тканей. Человеческий организм на 55-65 % состоит из воды. В организме взрослого человека с массой тела 65 кг содержится в среднем 40 литров воды, из них около 25 литров находится внутри клеток, а 15 – в составе внеклеточных жидкостей организма. Вода является основной средой, в которой протекают многочисленные химические реакции и физико-химические процессы (ассимиляция, диссимиляция, осмос, диффузия, транспорт и другие), лежащие в основе жизни. Организм строго регулирует содержание воды в каждом органе и каждой ткани. Постоянство внутренней среды организма, в том числе и определенное содержание воды, — одно из главных условий нормальной жизнедеятельности. Спектр поглощения воды представлен на рис. 11.

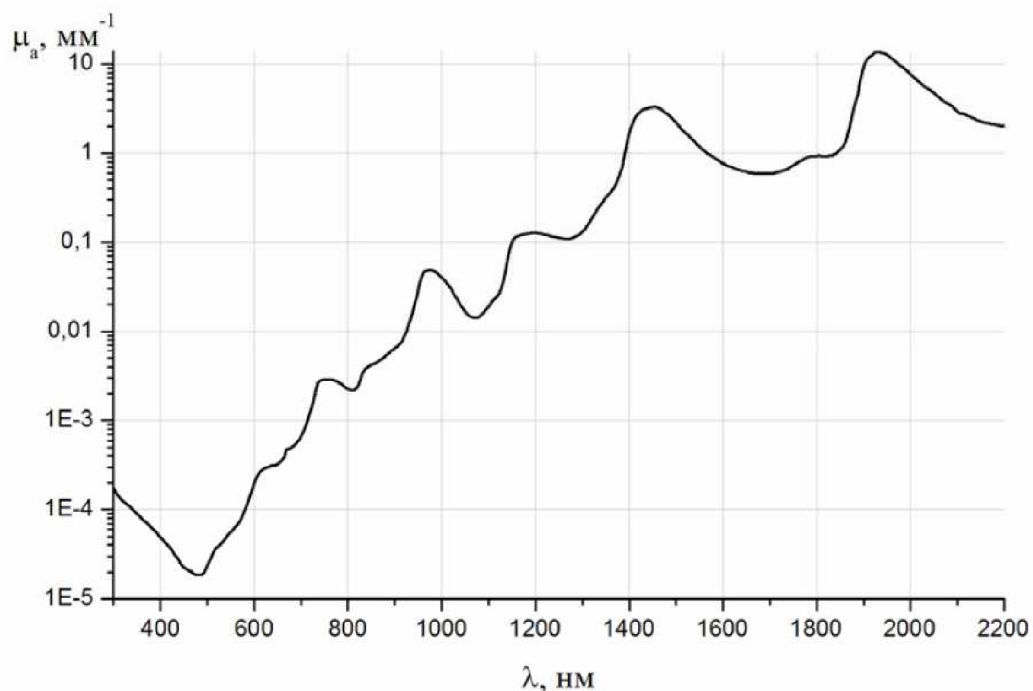
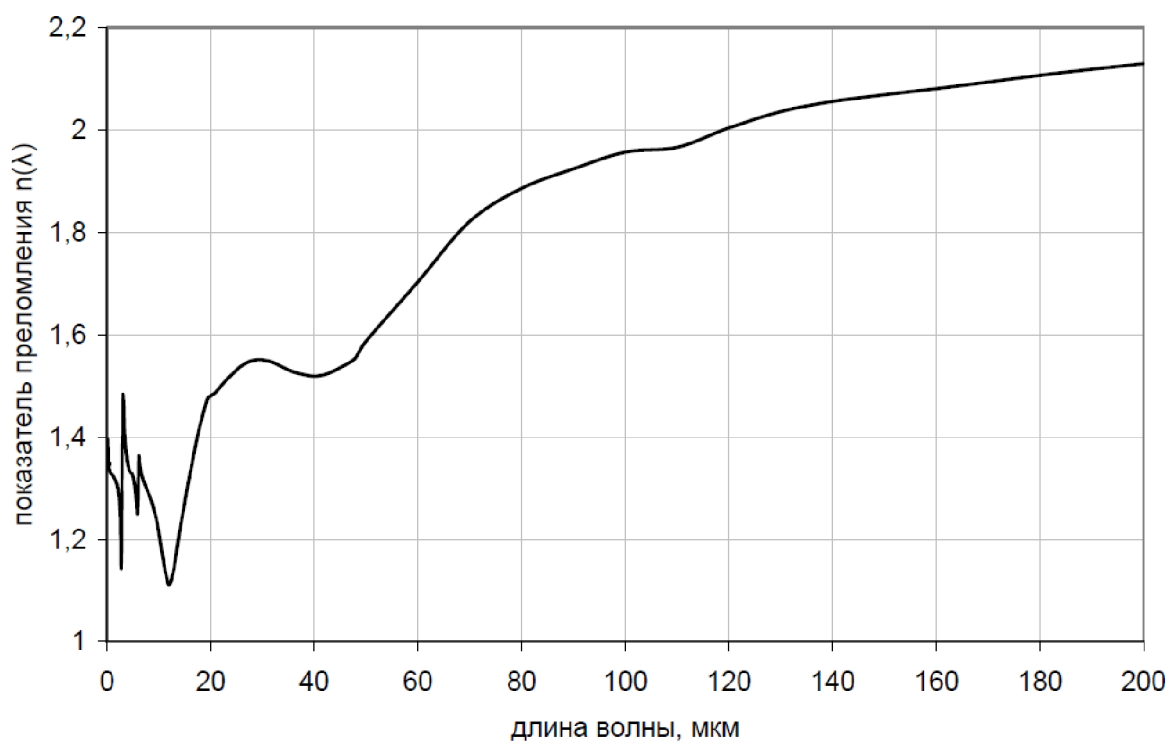


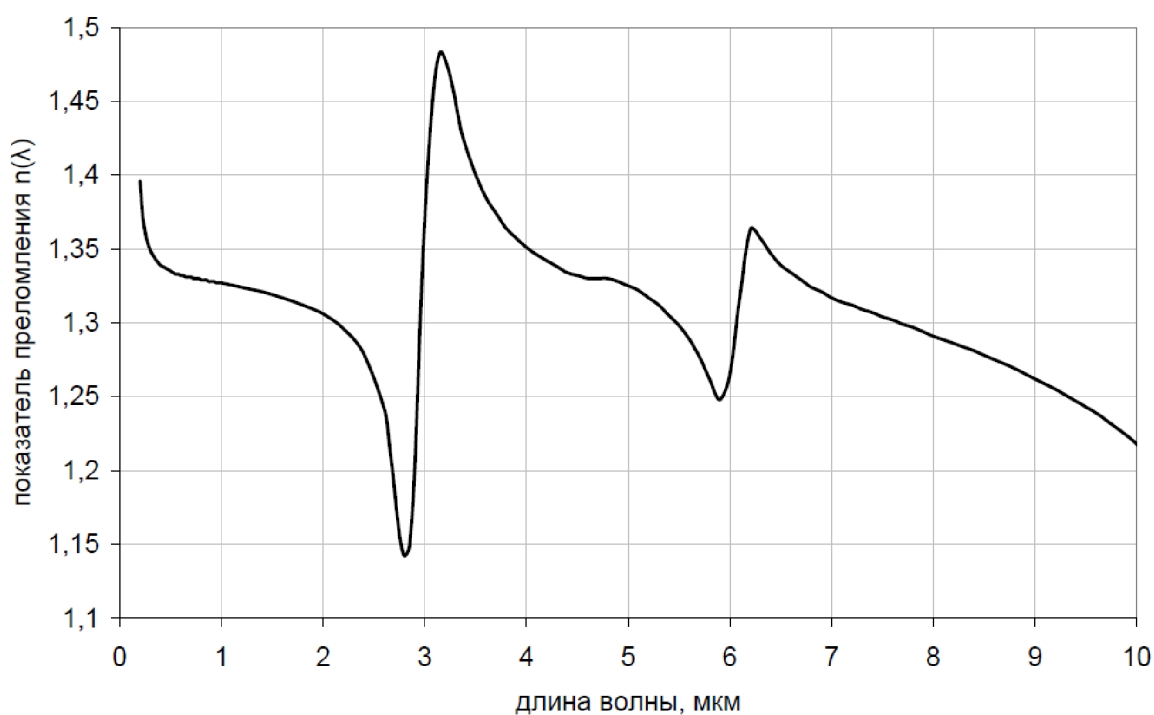
Рис. 11 Спектр поглощения воды

Показатель преломления, и коэффициент экстинкции, воды также имеют сильную зависимость от длины волны. Кроме того, они зависят друг от друга. Например, измерив каким-либо образом зависимость коэффициента экстинкции воды можно найти показатель преломления для различных длин волн при помощи следующего выражения:

$$n(\lambda_0) = 1 + \frac{2\lambda_0^2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{k(\lambda)d\lambda}{\lambda(\lambda_0^2 - \lambda^2)} \quad (2.74)$$



а)

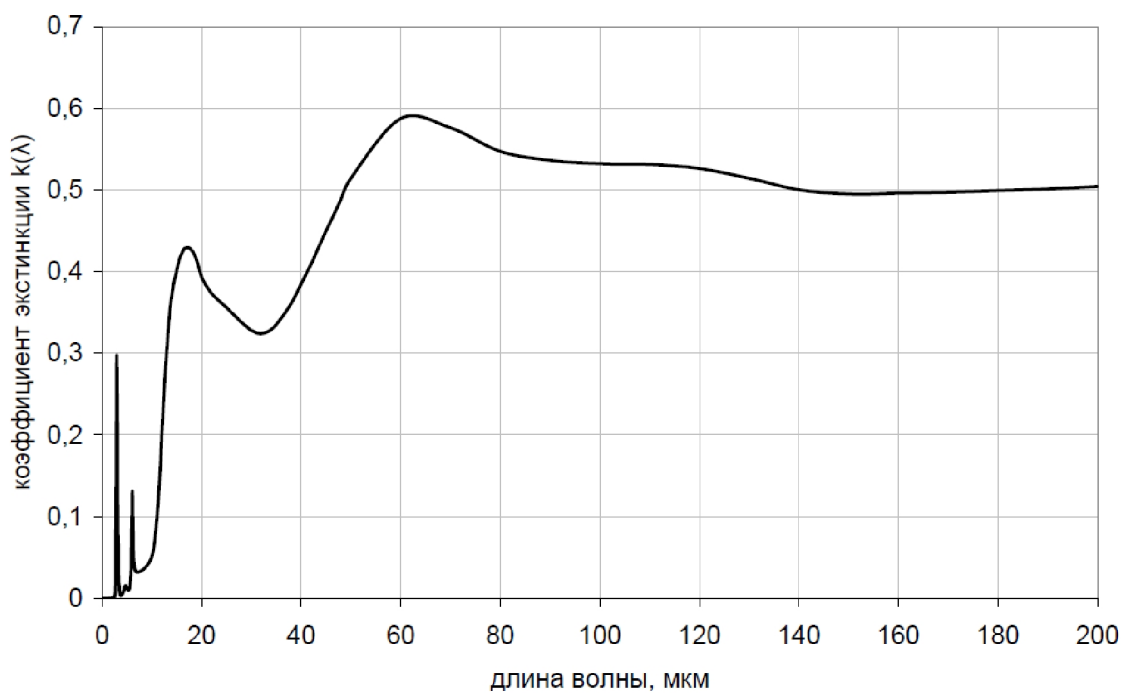


б)

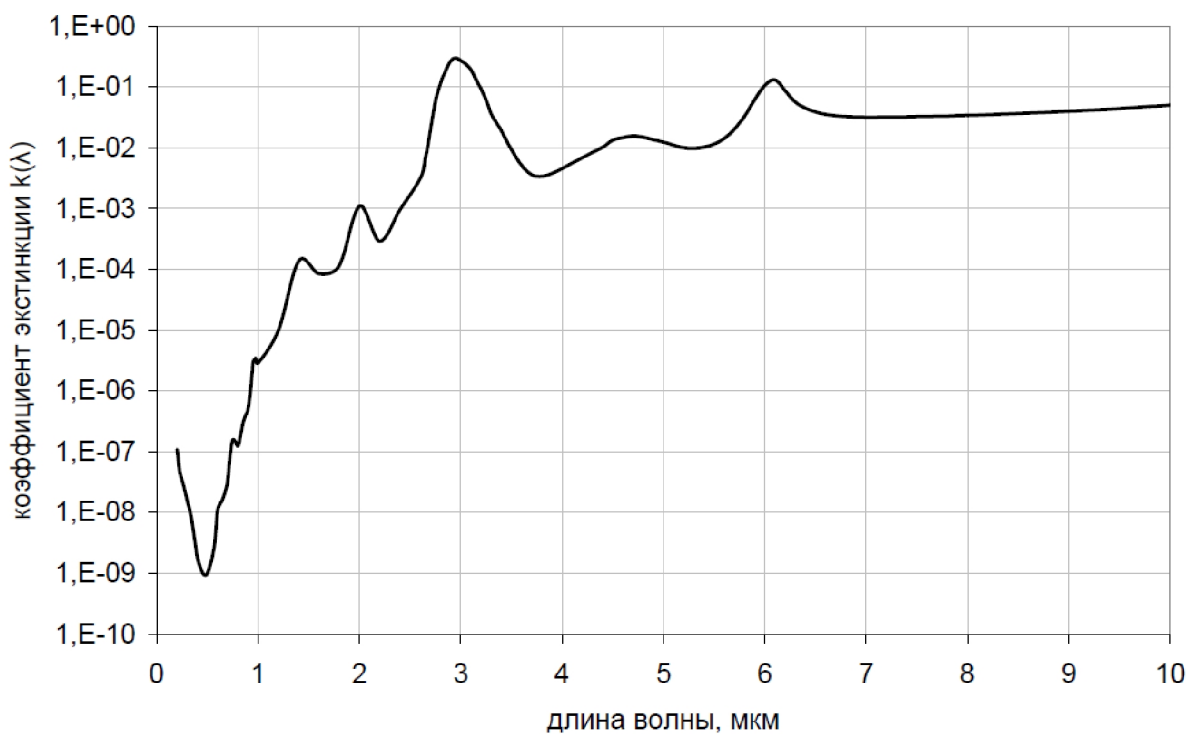
Рис. 12 Зависимость показателя преломления воды от длины волны; а) – в диапазоне длин волн от 0,2 до 200 мкм, б) – в диапазоне длин волн от 0,2 до 10 мкм

В различных работах, посвященных оптическим характеристикам воды, приводятся значения, относящиеся к различным спектральным диапазонам. Объединив все имеющиеся данные, можно получить значения показателя преломления и

коэффициента экстинкции для достаточно широкого диапазона значений длин волн – от 200 нм до 200 мкм (рис. 12, 13).



а)



б)

Рис. 13 Зависимость коэффициента экстинкции воды от длины волны; а) – в диапазоне длин волн от 0,2 до 200 мкм, б) – в диапазоне длин волн от 0,2 до 10 мкм

В УФ, видимом и БИК – диапазонах длин волн коэффициент поглощения воды очень мал. В этих областях поглощение ткани определяется спектрами поглощения

пигментов, в частности для кожи – спектрами поглощения меланина и крови (гемоглобина и оксигемоглобина).

Поглощение меланина является наиболее важным составляющим полного поглощения эпидермиса и рогового слоя. Спектр поглощения меланина, содержащегося в эпидермисе кожи человека представлен на рис. 14.

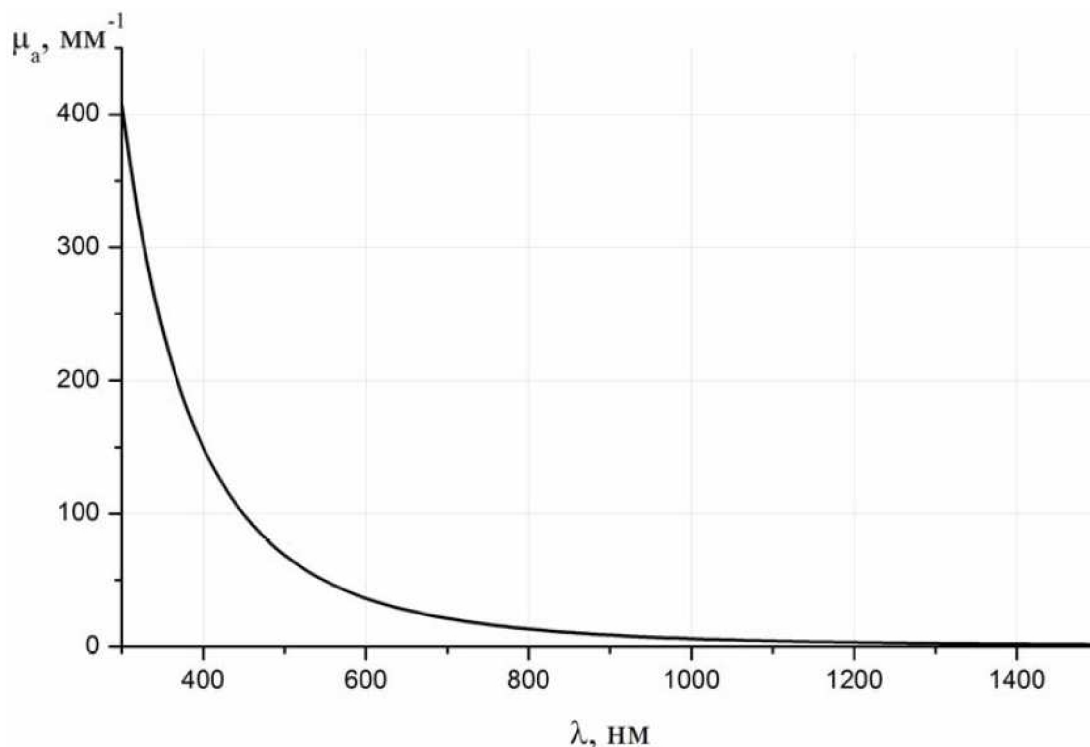


Рис. 14 Спектр поглощения меланина

Для расчетов интерес представляет величина оптической плотности (OD) эпидермиса, которая является результатом следующего произведения:

$$OD = \mu_{mel} \cdot h_e, \quad (2.75)$$

где μ_{mel} - коэффициент поглощения меланина, h_e - толщина слоя эпидермиса.

Оптическая плотность зависит от количества меланина в базальном слое, что в свою очередь, зависит от многих факторов, основным из которых является тип кожи. В зависимости от него, процентное содержание меланина в базальном слое эпидермиса кожи человека может изменяться от 1,5% до 43%. Поэтому оптическая плотность эпидермиса имеет сильную зависимость от типа кожи человека. Например, для типа кожи 2 оптическая плотность эпидермиса на длине волны $\lambda_0=700$ нм равна 0,035, а для шестого типа кожи для данной длины волны оптическая плотность эпидермиса равна 0,33.

Как пример влияния содержания меланина в коже можно рассмотреть отражение от кожи человека европейского типа и афроамериканца (рис. 15).

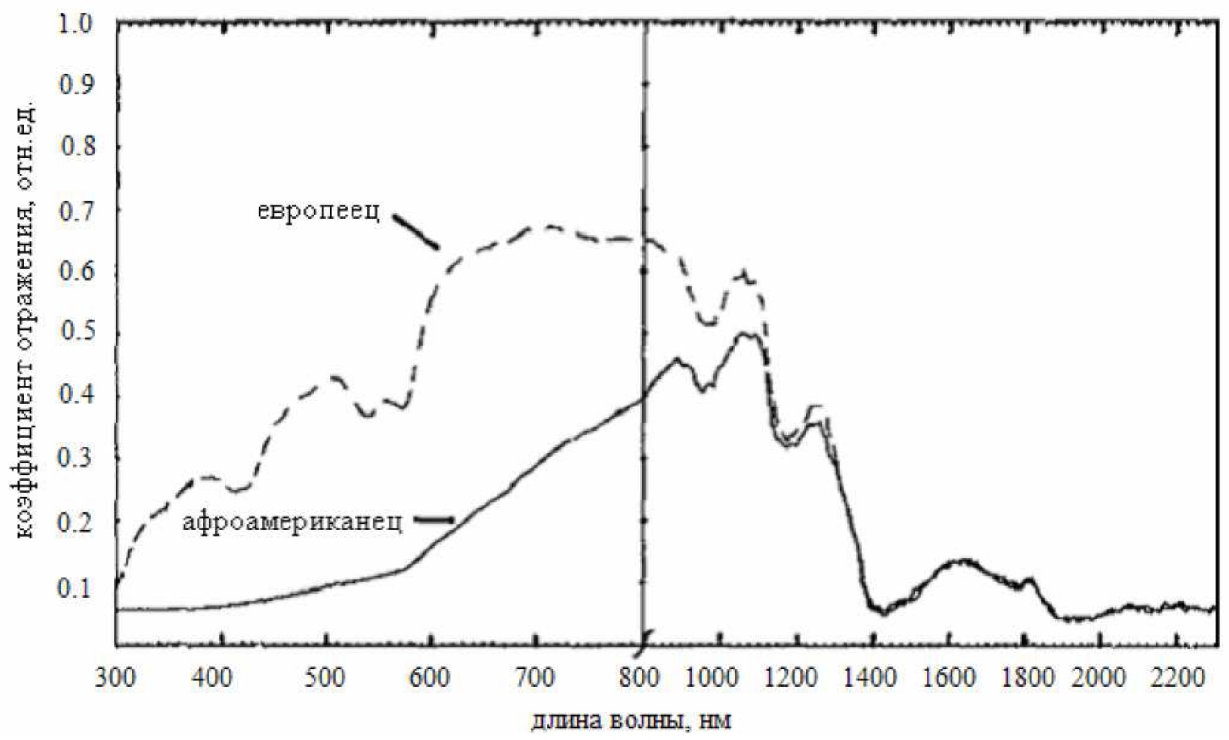


Рис.15 Коэффициент отражения кожи европейца и афроамериканца.

Лекция №8

Дерма существенно отличается от эпидермиса и по составу и по структуре. Коэффициент рассеяния дермы сильнее в более коротких длинах волн. Рассеяние играет главную роль в определении глубины проникновения излучения различных длин волн в дерме. Поэтому более длинные волны проникают глубже, чем короткие. Это связано с наличием меланина, который больше поглощает короткие длины волн, чем длинные. По данным для образца, состоящего из эпидермиса и дермиса, глубина проникновения составляет $0,15 \div 0,2$ мм (для длины волны 632,8 нм), $0,21-0,4$ мм (для длины волны 675 нм).

На рис. 16 представлен спектр отражения человеческой кожи *in vivo*, получен на молодом белом мужчине. Стрелочками обозначены главные полосы поглощения. При длинах волн больше чем 320 мкм, минимум ожидается вследствие поглощения гемоглобина и воды. Виден слабый признак полосы поглощения в области $340 \div 350$ мкм. Предположительно это полоса поглощения гемоглобина.

Биологические ткани являются сильно рассеивающими объектами, распространение света через которые может считаться диффузным процессом. Важное свойство рассеивающей ткани – анизотропия, которая определяется величиной, называемой фактором анизотропии g – средний косинус угла рассеяния.

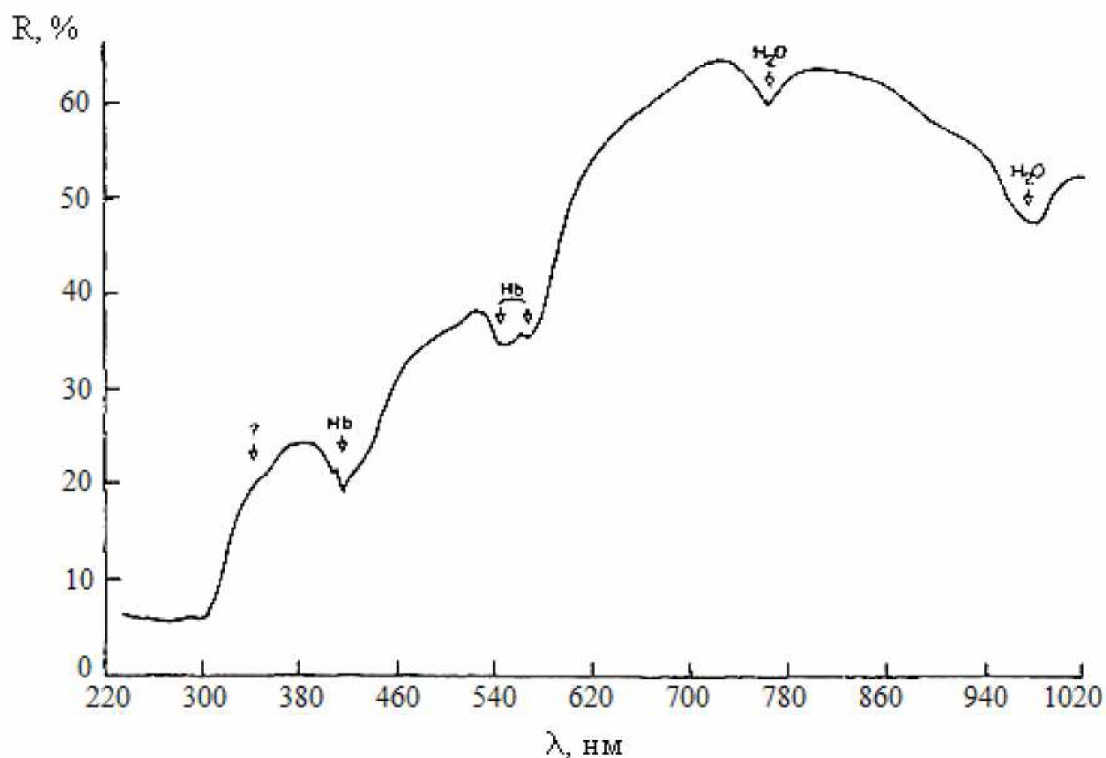


Рис. 16 Коэффициент отражения кожи предплечья светлого молодого белого мужчины

Для большинства непрозрачных биологических тканей значения фактора анизотропии находится в диапазоне (0,7÷0,95). Зависимость фактора анизотропии кожи (как дермы, так и эпидермиса) от длины волны может быть описана следующим эмпирическим соотношением:

$$g(\lambda) = 0.7645 + 0.2355 \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{\lambda - 500 \text{ нм}}{729.1 \text{ нм}}\right) \right] \quad (2.76)$$

Коэффициенты рассеяния эпидермиса и дермы различаются между собой, но эти различия незначительны.

В первом приближении считаем, что коэффициенты рассеяния эпидермиса и дермы одинаковы и равны 10 см^{-1} для $\lambda_0=700 \text{ нм}$. Зависимость коэффициента рассеяния кожи от длины волны может быть описана следующим выражением:

$$\mu_S(\lambda) = \mu_S(\lambda_0) \cdot \left(\frac{\lambda}{700 \text{ нм}} \right)^{-3/2} \quad (2.77)$$

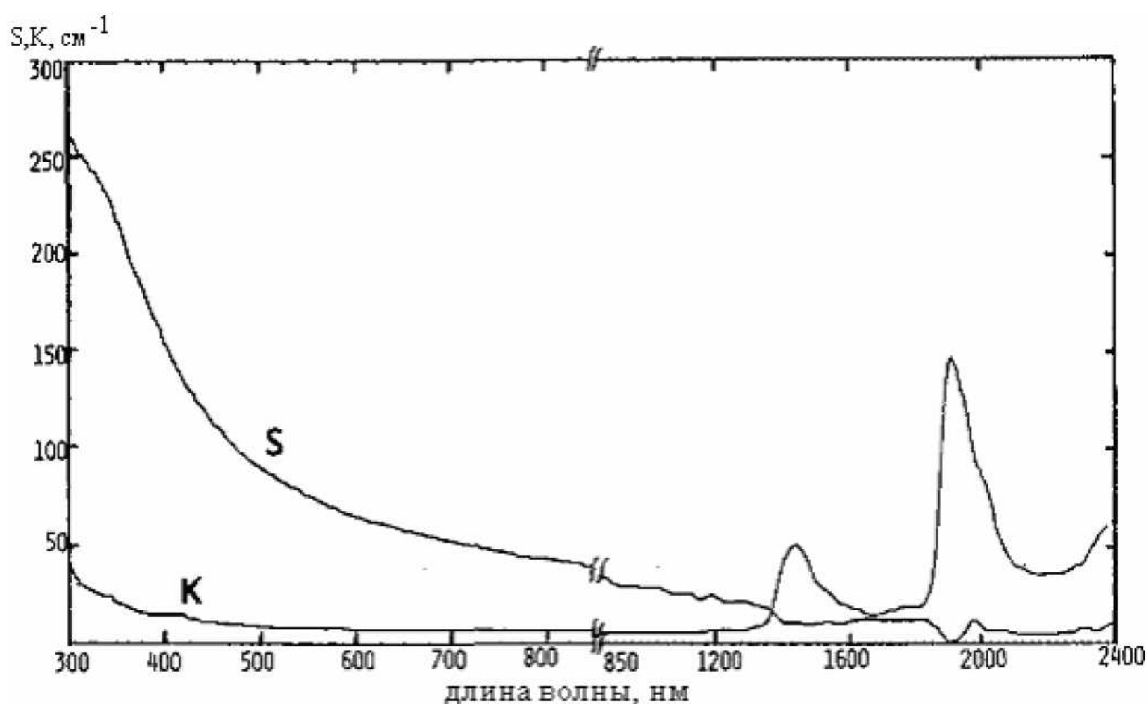


Рис. 17 Коэффициенты рассеяния (S) и поглощения (K) для человеческой кожи в искусственных условиях

На рис. 17 приведены коэффициенты рассеяния и поглощения кожи человека. Видно, что рассеяние кожи заметно возрастает для более коротких длин волн.

Коэффициент поглощения значительно меньше коэффициента рассеяния в области коротких длин волн, но имеет пики в области полос поглощения воды. Рассеяние играет главную роль в определении глубины проникновения излучения с длинами волн из диапазона 300-1200 нм в кожу, для излучения с большей длиной волны глубину проникновения определяет поглощение.

В таблице 1 приведены некоторые оптические коэффициенты рогового слоя, эпидермиса и дермы для человека *in vitro* на различных длинах волн.

Кровь – одна из наиболее важных биологических жидкостей. На ее долю приходится примерно 6÷8% общего веса тела, что соответствует у взрослого человека 4÷6 л. Кровь состоит из жидкой части - плазмы (составляет 57% всего объема крови) и взвешенных в ней клеточных (ферментных) элементов (47%). Плазма состоит на 90÷91% из воды, 6,5÷8,0% составляют белковых молекул, остальные 2% приходятся на низкомолекулярные вещества. Различают красные и белые кровяные тельца (клетки) – эритроциты и лейкоциты. Кроме того, в крови содержатся кровяные пластинки – тромбоциты. 99% кровяных телец составляют эритроциты, и 1% - лейкоциты и тромбоциты.

Таблица 1. Оптические свойства человеческой кожи *in vitro*

Ткань	λ , нм	μ_t , см ⁻¹	μ_a , см ⁻¹	μ_s , см ⁻¹	$\mu_s(1-g)$, см ⁻¹	g
Роговой слой	193	-	6000	-	-	-
	250	-	1150	2600	260	0,9
	308	-	600	2400	240	0,9
	337	-	330	2300	230	0,9
	351	-	300	2200	220	0,9
	400	-	230	2000	200	0,9
Эпидермис	250	-	1000	2000	313	0,69
	308	-	300	1400	407	0,71
	337	-	120	1200	338	0,72
	351	-	100	1100	306	0,72
	415	-	66	800	206	0,74
	488	-	50	600	143	0,76
	514	-	44	600	139	0,77
	585	-	36	470	99	0,79
	633	-	35	450	88	0,80
	800	-	40	420	62	0,85
Дерма	250	-	26	833	257	0,69
	308	-	8,7	583	170	0,71
	337	-	6,1	500	141	0,72
	351	-	5,2	458	127	0,72
	415	-	3,5	320	82	0,74
	488	-	2,6	250	60	0,76
	514	-	2,2	250	58	0,77
	585	-	2,2	196	41	0,79
	633	-	2,0	187,5	37	0,80
	800	-	1,7	175	30	0,85
	630	243	1,8	-	-	-
	633	190	2,7	187	35,5	0,81
	635	-	1,8	244	-	-

и толщиной, изменяющейся от 1 мкм в центре до 2 мкм по краям. Клетка содержит молекулы гемоглобина (Hb), которые, легко присоединяя кислород, превращаются в молекулы оксигемоглобина (HbO₂). Соответственно, различают венозную и артериальную кровь. Объемный процент эритроцитов в цельной крови носит название гематокрит.

В норме у взрослого мужчины гематокрит равен $44 \div 46$ об.%, а у женщины – $41 \div 43$ об.%. Важнейшим параметром является также насыщение крови кислородом (O_s), определяемое как отношение оксигемоглобина к общему гемоглобину.

Вследствие вышесказанного, поглощение крови определяется в основном поглощением воды, гемоглобина и оксигемоглобина. Спектры поглощения данных пигментов представлены на рис. 18. Наблюдается сильная полоса поглощения с центром в области около 414,5 нм и более слабые пики поглощения в области 550 нм. По сравнению с гемоглобином оксигемоглобин меньше поглощает в красной области спектра. При длинах волн 548, 568, 587 и 805 нм величины поглощения Hb и HbO₂ равны. Эти длины волн называются изобестическими точками.

Отмечено, что цельная кровь, в которой гемоглобин находится в эритроцитах, в общем поглощает больше, чем гемолизованная кровь. Возрастание поглощения связано с эффектом рассеяния на эритроцитах.

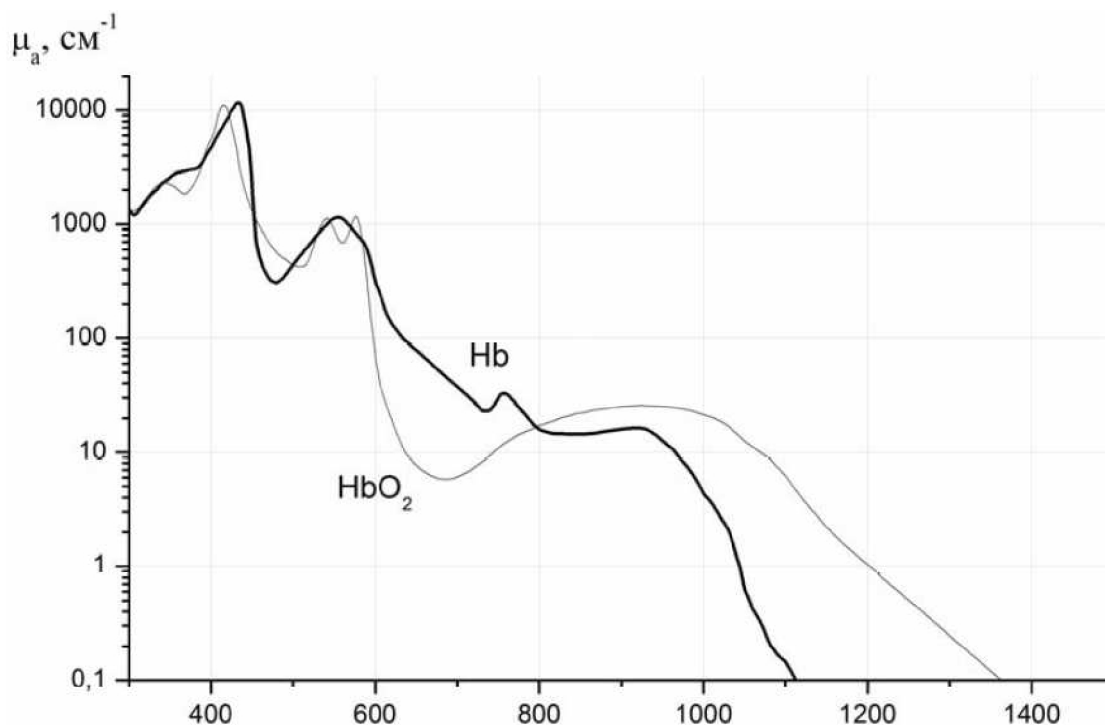


Рис. 18 Спектры поглощения гемоглобина (Hb) и оксигемоглобина (HbO₂)

Отмечено, что цельная кровь, в которой гемоглобин находится в эритроцитах, в общем, поглощает больше, чем гемолизованная кровь. Возрастание поглощения связано с эффектом рассеяния на эритроцитах. На рис. 19а показана полученная в экспериментах зависимость от угла рассеяния θ относительной интенсивности света, рассеянного вперед изолированными эритроцитами. Выступ на кривой около 8° принадлежит вторичному дифракционному максимуму. Получены также данные по рассеянию цельной крови (рис. 19б).

При низком гематокрите H (объемный процент эритроцитов в цельной крови) пропущенный свет представляет собой очень узкий пучок; это указывает на слабое рассеяние. При возрастании гематокрита пучок пропущенного света расширяется, то есть растет рассеяние. При $\theta=0^\circ$ интенсивность уменьшается с ростом H из-за возрастания поглощения и рассеяния.

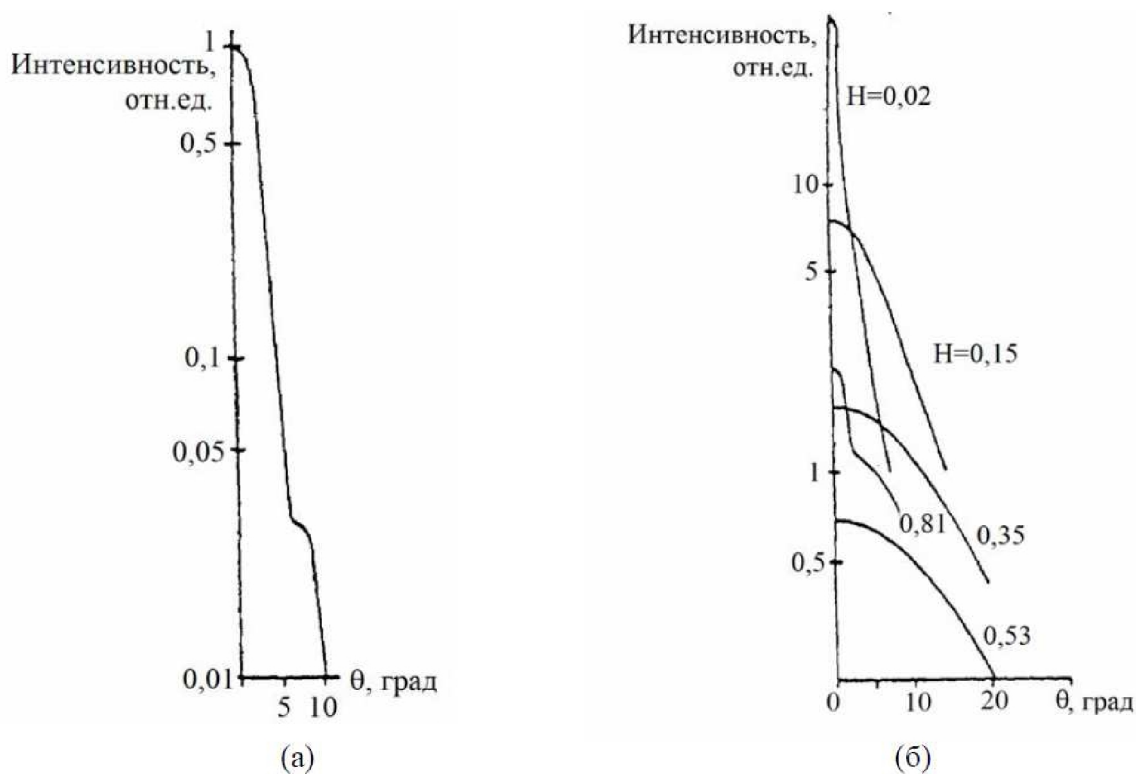


Рис. 19 Зависимость интенсивности рассеяния вперед на эритроцитах от угла рассеяния θ : а – изолированные эритроциты, б – цельная кровь с различными значениями гематокрита, толщина образца $d=75$ мкм, $\lambda=0,8$ мкм

На кривой при высоком гематокрите $H=0,81$ четко проявляется нерассеянный узкий пучок на вершине более широкого рассеянного пучка, обусловленный возрастающим пропусканием. Этот рост пропускания связан со снижением рассеяния, так как поглощение должно обязательно возрасть. Рассеяние при низких значениях гематокрита происходит в основном на эритроцитах. Повышение гематокрита означает возрастание количества эритроцитов и возрастание рассеяния. При более высоких значениях гематокрита $H > 0.5$ эритроциты слипаются вместе, образуя гомогенную массу поглощающего гемоглобина, и рассеяние происходит на плазменных полостях, расположенных между массами красных кровяных телец. С ростом гематокрита уменьшаются плазменные полости, что приводит к наблюдаемому уменьшению рассеянию при больших H .

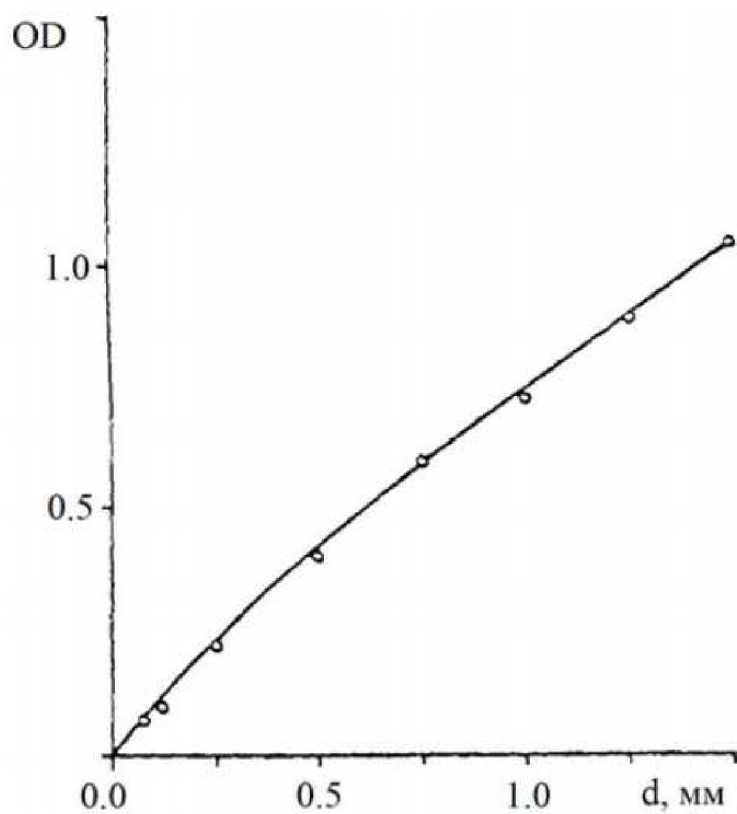


Рис. 20 Зависимость оптической плотности крови от толщины слоя d . $\lambda=0,80\text{мкм}$, $H=0,35$.

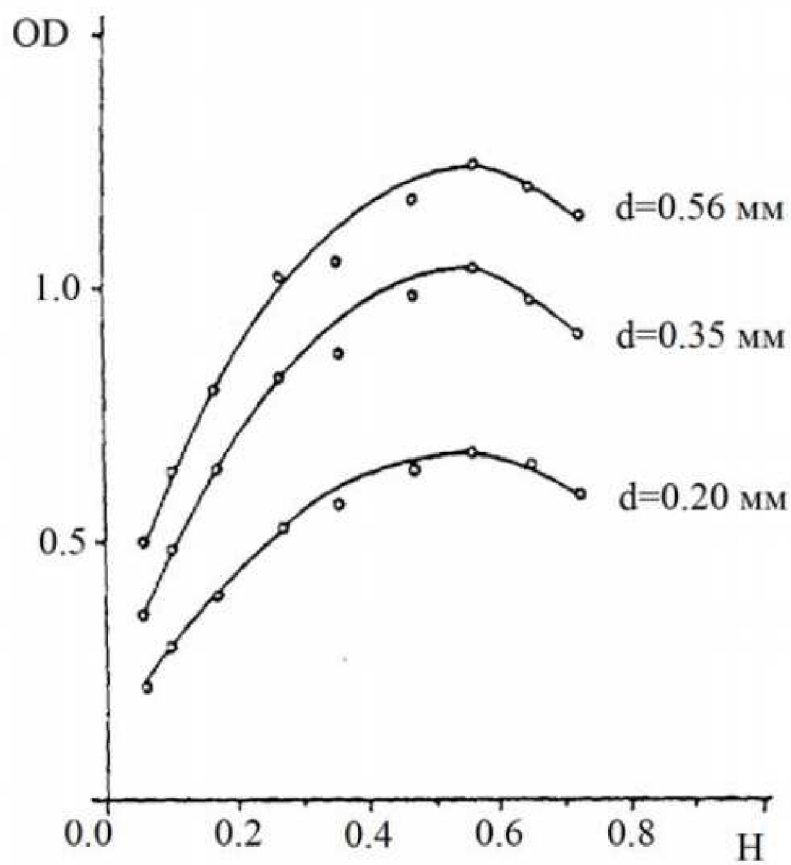


Рис. 21 Зависимость оптической плотности крови при $\lambda=0,80$ мкм от гематокрита при различной толщине d образца.

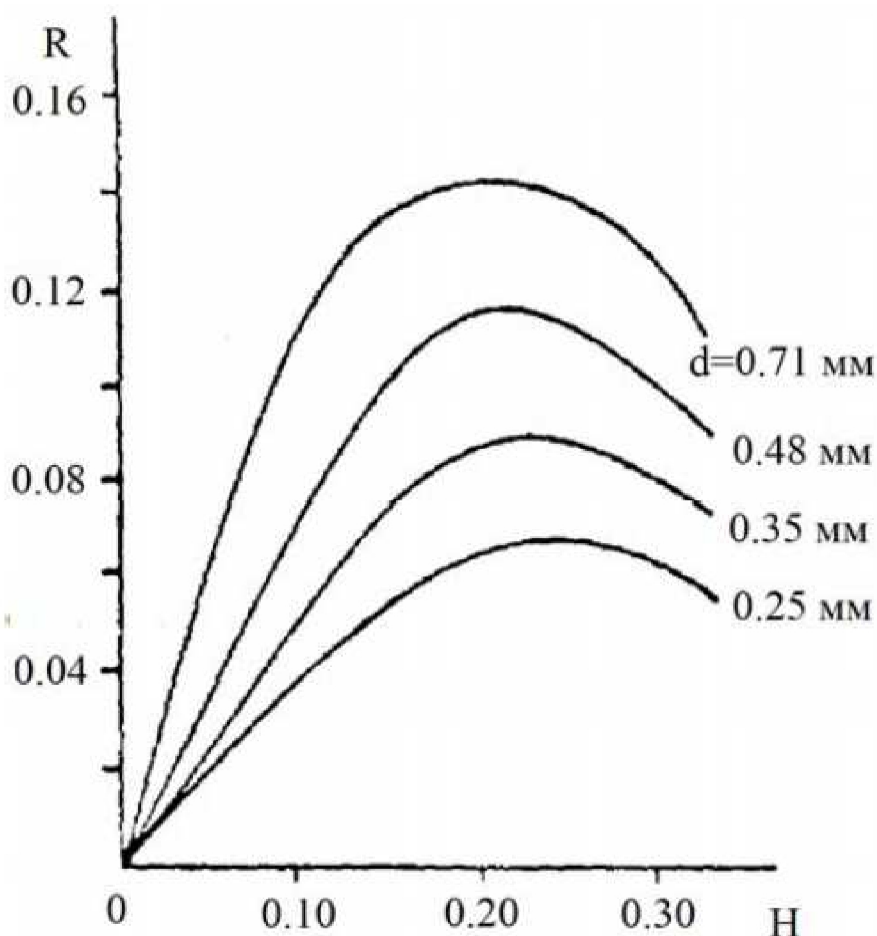


Рис. 22 Зависимость коэффициента отражения полностью окисленной крови от гематокрита при различной толщине d образца; $\lambda=0,63$ мкм.

Имеются данные по измерению коэффициентов пропускания T и отражения R тонкими слоями цельной крови. На рис. 20 представлена зависимость оптической

плотности $OD = \lg\left(\frac{1}{T}\right)$ от толщины образца d при $\lambda=0,8$ мкм. Прямая линия, как это следует по закону Ламберта–Бера, не получена. Искривление линии связано с эффектами рассеяния. На рис. 21 видно увеличение и последующее уменьшение оптической плотности в зависимости от величины H при различных d .

Сходные результаты для отражения образцами различной толщины представлены на рис. 22. Подобное поведение оптической плотности и отражение в зависимости от величины гематокрита связано с рассеянием на эритроцитах. Согласно, оптические свойства цельной крови в зависимости от длины волны излучения, могут быть представлены при помощи следующих выражений:

$$\mu_a^{blood}(\lambda) = p^{Oxy} \mu_a^{HbO_2}(\lambda) + (1 - p^{Oxy}) \mu_a^{Hb}(\lambda) \quad (2.78)$$

$$\mu_s^{blood}(\lambda) = 440.72H(1-H)(1.4-H) \left(\frac{685}{\lambda} \right), \quad (2.79)$$

$$g^{blood}(\lambda) = 0.995, \quad (2.80)$$

где λ – длина волны в нм, $\mu_a^{blood}(\lambda)$, $\mu_s^{blood}(\lambda)$, – коэффициенты поглощения и рассеяния, соответственно, p^{Oxy} – степень насыщения крови кислородом (например, $=0,8$ означает, что в крови содержится 80% HbO_2 и 20% Hb), и – коэффициенты поглощения, соответственно, гемоглобина и оксигемоглобина, H – гематокрит, $g^{blood}(\lambda)$ – фактор анизотропии.

Для кожи в целом поглощение излучения кровью играет огромную роль. В коже проходят сосуды, наполненные кровью. Процентное содержание крови различно для разных людей. Это обусловлено и количеством сосудов и их размерами. Обычно считается, что среднее объемное содержание крови в коже равно 0,2%. Однако большая часть крови сосредоточена в поверхностном сплетении сосудов на глубине 100-300 мкм, где объемное содержание крови в ткани составляет примерно 2-5%.

Чем больше содержание крови в дерме, тем больше поглощение ею излучения на длинах волн, соответствующих поглощению крови. Поэтому при расчете оптимальных параметров излучения следует учитывать и содержание крови в дерме, и диаметр сосудов.

Оптический коэффициент поглощения дермы в зависимости от содержания крови можно определить следующим образом:

$$\mu_{aD}(\lambda) = f_{blood} \cdot \mu_{ab}(\lambda) + (1 - f_{blood}) \mu_{background} \quad (2.81)$$

где f_{blood} – объемное содержание крови в дерме, $\mu_{background}$ – коэффициент поглощения дермы в отсутствии хромофоров, см-1:

$$\mu_{background} = 0.244 + 85.3 \cdot \exp\left(-\frac{\lambda - 154 \text{ нм}}{66.2}\right) \quad (2.82)$$

Спектр поглощения дермы для величины объемного содержания крови в дерме, равной 0,5% представлен на рис. 23.

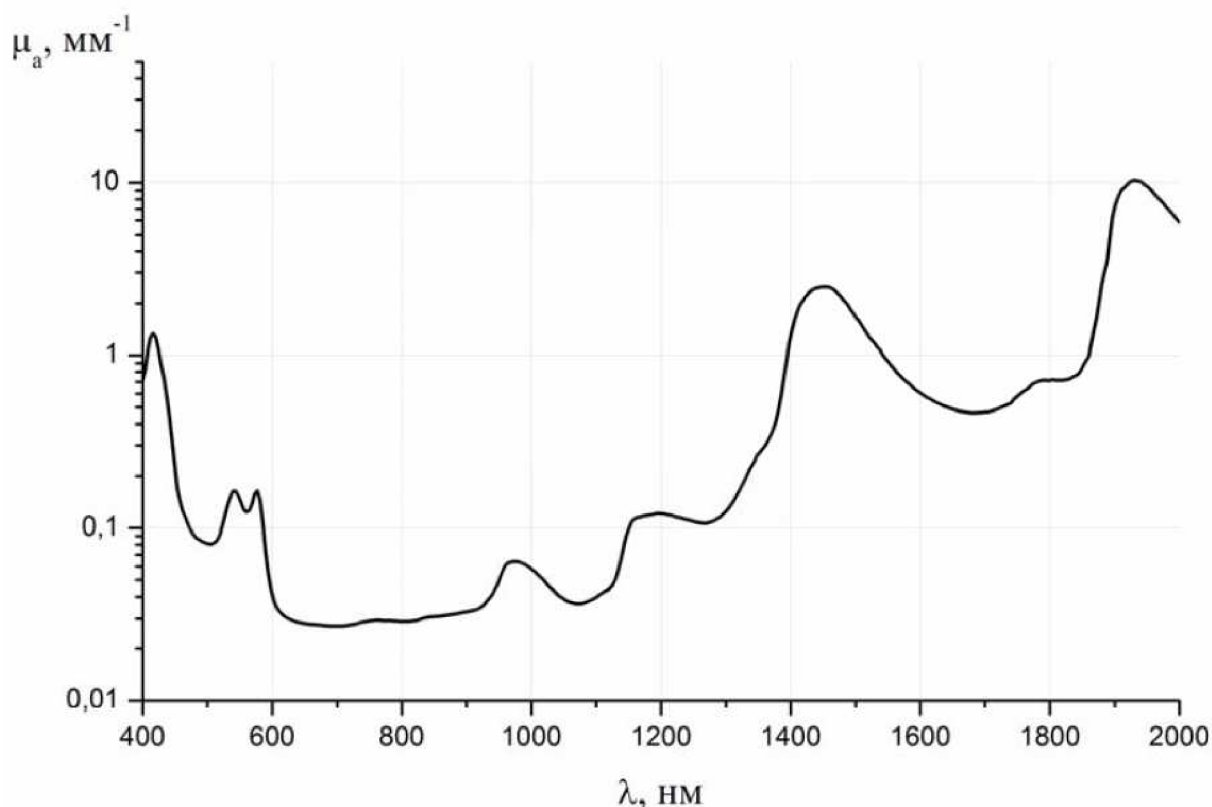


Рис. 23 Спектр поглощения дермы ($f_{blood} = 0,5\%$)

Жировая ткань, с точки зрения оптических свойств, представляет собой неоднородную среду, способную поглощать и рассеивать свет. Рассеивающими объектами в жире могут быть клеточные мембраны, ядра, митохондрии, кристаллические клетки и др. Некоторые из этих структур, например, мембраны и ядра встречаются и в жидкой фазе. При освещении жировой ткани светом видимого диапазона рассеивающие свет частицы постепенно уменьшают его направленность (коллимированность). Распространение света через сильно рассеивающую биологическую ткань, к которой можно отнести жировую ткань, может считаться диффузным процессом.

Поскольку данных по оптическим параметрам жировой ткани кожи человека крайне мало, рассмотрим здесь жировую ткань также кролика и свиньи для сравнения и полноты картины.

Из всех сильно рассеивающих биологических тканей жировая клетчатка имеет наибольшее значение среднего показателя преломления $\bar{n} = 1,455$ (на длине волны 633 нм). В диапазоне длин волн от 456 нм до 1064 нм показатель преломления жировой ткани кожи человека составляет величину порядка 1,44, а брюшины человека — 1,46. Значения

показателя преломления жировой ткани человека, измеренные на отдельных длинах волн, представлены в табл. 2.

Таблица 2 - Значения показателя преломления жировой ткани человека

Жировая ткань	λ , нм	n
кожи человека	456 – 1064	1,44
брюшины человека	456 — 1064	1,46

Показатель преломления глицеридов определяется составом и, в известной мере, структурой их жирных кислот. В табл.3 представлены данные показателя преломления некоторых одноокислотных триглицеридов насыщенных жирных кислот. Показатель преломления увеличивается по мере увеличения молекулярной массы триглицеридов.

Таблица 3- Значения показателя преломления некоторых одноокислотных триглицеридов насыщенных жирных кислот.

Одноокислотные триглицериды	ρ , $\left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right]$	n
Тримиристин	884,8	1,443 (при T=60°C)
Трипальмитин	865,7	1,438 (при T=80°C)
Тристеарин	862,1	1,440 (при T=80°C)

Измеренные *in vivo* значения полного коэффициента отражения (зеркальный и диффузный компоненты) жировой ткани кролика и экспериментальные значения глубины проникновения света для жировой ткани человека, прилегающей к аорте, на отдельных длинах волн представлены в табл. 4 и табл. 5 соответственно.

В жировой ткани свет рассеивается не только на жировых клетках, но, в основном, на клеточных органеллах - митохондриях и на липидных вакуолях, которые составляют примерно 0,5–1 мкм в диаметре. Эти частицы расположены в ткани вплотную друг к другу. Результаты *in vitro* измерений оптических параметров жировой ткани представлены в табл. 6.

Таблица 4 Измеренные *in vivo* значения полного коэффициента отражения жировой ткани кролика

Тип ткани	λ , нм		
	488, 515	665	1064
Жировая клетчатка кролика	18%	30%	25%

Таблица 5 Глубина проникновения света в жировую ткань человека (экспериментальные значения)

Жировая ткань	λ , нм	l_3 , мм
прилегающая к аорте	515	0,7
	633	1,8

Таблица 6 Оптические характеристики жировой ткани

Жировая ткань	λ , нм	μ_t , см ⁻¹	μ_a , см ⁻¹	μ_s , см ⁻¹	g
кожи человека	1064	-	2,6	29	0,91
	456-1064	-	-	-	-
брюшины человека	1064	-	3,0	37	0,91
	456-1064	-	-	-	-
свиньи	630	376±69	0,1	-	0,77
	789	-	0,06	-	-

В работах приведен коэффициент рассеяния жировой ткани свиньи, равный 67.0 см⁻¹, а также фактор анизотропии, g=0.77.

В данном разделе приведены оптические параметры биологических структур без указания их температурных зависимостей. Безусловно, при повышении температуры оптические характеристики тканей и их компонентов могут изменяться.

Тема 3. Распространение электромагнитных волн в проводящих средах

3.1. Основные уравнения оптики металлов

Распространение электромагнитных волн в однородной и изотропной среде, обладающей проводимостью, можно исследовать с помощью уравнений Максвелла с учетом материальных соотношений. При этом необходимо учесть, что внутри однородного проводника электрическое поле отсутствует. В этом легко убедиться, применив к уравнению операцию дивергенции (div)

$$\text{div rot } \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \text{div } \vec{E} + \sigma \text{div } \vec{E} = 0.$$

Отсюда, для объемной плотности зарядов ρ получим:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\sigma}{\varepsilon} \rho = 0$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{\sigma}{\varepsilon} t\right).$$

Объемная плотность заряда убывает с течением времени по экспоненциальному закону. Величина $\tau = \varepsilon / \sigma$ определяет тот промежуток времени, который необходим для установления электростатического равновесия. Чем больше электропроводность, тем быстрее пройдет этот процесс. Причем условие $\text{div } \vec{E} = 0$ означает, что внутри однородного проводника могут распространяться только поперечные плоские электромагнитные волны. Следовательно, уравнения при $\text{div } \vec{E} = 0$ описывают всю оптику токопроводящих сред. Уравнения можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \Delta^2 \vec{E} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= 0 \\ \Delta^2 \vec{H} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \quad (3.1-3.2.)$$

Уравнения (3.1) и (3.2) называются телеграфными уравнениями.

Члены $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$, $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ определяют затухание электромагнитной волны в веществе.

Решение уравнений (3.1–3.2) будем искать в виде

$$\begin{aligned}\vec{E}(r,t) &= \vec{E}_0 \exp[-i(\omega t - kr)] \\ \vec{H}(r,t) &= \vec{H}_0 \exp[-i(\omega t - kr)],\end{aligned}\quad (3.3-3.4.)$$

где \vec{E}_0 и \vec{H}_0 - постоянные вектора, не зависящие от координат и времени.

Компоненты этих векторов в общем случае могут быть и комплексными величинами. Подставляя выражение (3.3), (3.4) соответственно в (3.1) и (3.2), получим следующие соотношения:

$$\begin{aligned}\left[\vec{k}, \vec{H}\right] &= \omega\mu\left(\varepsilon - \frac{i\sigma}{\omega}\right)\vec{E} & \left[\vec{k}, \vec{E}\right] &= \omega\mu\vec{H}, \\ \left(\vec{k}, \vec{H}\right) &= 0 & \left(\vec{k}, \vec{E}\right) &= 0\end{aligned}\quad (3.5.)$$

При выводе уравнений (3.5) принят во внимание закон Ома в дифференциальной форме $\vec{j} = \sigma\vec{E}$.

Эти уравнения отличаются от соответствующих уравнений в диэлектриках тем, что в первом из них множитель $\omega\mu_0\varepsilon_0$ заменен множителем $\omega\mu(\varepsilon - i\sigma/\omega)$, а остальные члены уравнения остаются неизменными. Иными словами, если в уравнениях Максвелла для диэлектриков заменить диэлектрическую проницаемость ε комплексной диэлектрической проницаемостью

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon - i\sigma/\omega \quad (3.6.)$$

то получим уравнения для проводящих сред.

В комплексной форме можно представить и волновое число. Известно, что в диэлектрической среде между волновым числом $k(\omega)$, частотой ω и диэлектрической проницаемостью существует дисперсионное соотношение

$$k = \frac{\omega}{v}, \quad k^2 = \frac{\omega^2}{v^2} = \omega^2\mu\varepsilon = \frac{\omega^2 n^2}{c^2}. \quad (3.7)$$

Для проводящей среды волновое число следует заменить комплексным волновым числом.

$$k^2(\omega) = \omega^2 \varepsilon \mu - i\omega \sigma \mu = (k(\omega) - is)^2 \quad (3.8)$$

Вновь разделяя действительные и мнимые части комплексного волнового числа, получим

$$\begin{aligned} k^2(\omega) &= \frac{\omega^2 \varepsilon \mu}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon \omega}\right)^2} + 1 \right] \\ s^2(\omega) &= \frac{\omega^2 \varepsilon \mu}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon \omega}\right)^2} - 1 \right] \end{aligned} \quad (3.9)$$

Если считать волновые числа в (3.3), (3.4) комплексными, то

$$\begin{aligned} E &= E_0 \exp\{-i[\omega t - (k - is)x]\} = E_0 \exp(-sx) \exp[-i(\omega t - kx)] \\ H &= H_0 \exp\{-i[\omega t - (k - is)x]\} = H_0 \exp(-sx) \exp[-i(\omega t - kx)] \end{aligned} \quad (3.10)$$

При выводе (3.10) мы предположили, что плоская электромагнитная волна распространяется вдоль оси x .

Из (3.10) следует, что по мере проникновения в глубь проводника фазы векторов E и H изменяются линейно, а их амплитуды убывают по экспоненциальному закону. Поэтому основная часть электрического поля сосредоточена у поверхности проводника (в

скин-слое), толщина которого равна $\delta = 1/s$. Электропроводность металлов велика,

поэтому для оптического диапазона можно считать $\frac{\sigma}{\varepsilon_r \varepsilon_0 \omega} \approx \frac{\sigma}{\varepsilon \omega} \gg 1$,

следовательно, в (3.9) можно пренебречь единицей. Выражение для δ примет вид

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma \omega \mu}} \quad (3.11)$$

Формула (3.11) тем точнее, чем больше частота электромагнитной волны (УФ область спектра). Выразим величину $s = 1/\delta$ через плазменную частоту

ω_p :

$$s = \sqrt{\frac{\sigma\omega\mu}{2}} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\sigma\omega\mu_r}{2\varepsilon_0}} = \frac{\omega_p}{c} \sqrt{\frac{\omega\mu_r}{2\gamma}} \quad (3.12)$$

Где

$$c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}, \quad \omega_p^2 = Ne^2/(m\varepsilon_0), \quad \sigma = Ne^2/(m\gamma)$$

На практике обычно $\mu_r \approx 1$, поэтому

$$s = \frac{\omega_p}{c} \sqrt{\frac{\omega}{2\gamma}}, \quad \delta = \frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{2\gamma}{\omega}} \quad (3.13)$$

Поясним, почему величина δ не зависит от магнитных свойств металла. Для диа- и парамагнетиков μ_r мало отличается от единицы. Значительно отличаются от единицы значения μ_r лишь у ферромагнитных материалов. Однако намагниченность ферромагнетиков инерционна: в переменном поле электромагнитной волны она не успевает изменяться синхронно с полем. Такое рассогласование приводит к тому, что, в отличие от стационарных полей, в переменном электромагнитном поле намагниченность ферромагнетика в среднем оказывается незначительной, так что соответствующие этой намагниченности значения μ_r не очень отличаются от единицы.

Ввиду того, что электромагнитная волна в металле сосредоточена в тонком поверхностном слое (скин - эффект), то это влечет за собой изменение эффективного сопротивления проводника, и, следовательно, его оптических постоянных (ε , n , p k). Нормальный скин-эффект наблюдается при выполнении следующих условий:

Нормальный скин-эффект наблюдается при выполнении следующих условий:

$$\begin{aligned} \varepsilon\mu\omega &\ll \sigma \\ j &\ll \sigma E \end{aligned} \quad (3.14)$$

где j - плотность тока смещения

Различают *низкочастотный нормальный скин-эффект* ($\omega \ll \gamma$), когда происходит проникновение электромагнитной волны в глубь металла на (*сравнительно*) значительную величину. При этом, как мы уже отмечали, $n \approx k_p \gg 1$, а диссипация энергии обусловлена, в основном, столкновениями электронов проводимости с дефектами

металла. Длина свободного пробега электронов l_0 ограничена размерами скин-слоя $l_0 \ll \delta$.

При выполнении спектральных условий $y \leq \omega \ll \omega_p$ наблюдается высокочастотный

нормальный скин-эффект. Локальная связь $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ сохраняется только в области $l \approx \delta$.

Действительно, из-за высокой частоты электромагнитных волн за один период электрон не успевает пройти путь, равный длине свободного пробега:

$v_e \approx 10^6$ м/с, $\tau \approx 10^{-15}$ с, $l_0 \approx 10^{-8}$ м, и, следовательно $v_e \tau \ll l_0$. В области

нормального скин-эффекта электропроводность скин-слоя зависит от электропроводности

металла $\sigma_s = \sqrt{\sigma_0}$.

На рис. 24 представлена экспериментально измеренная зависимость скин-проводимости

($\Sigma = 1/R$) от температуры (через $\sqrt{\sigma_0}$).

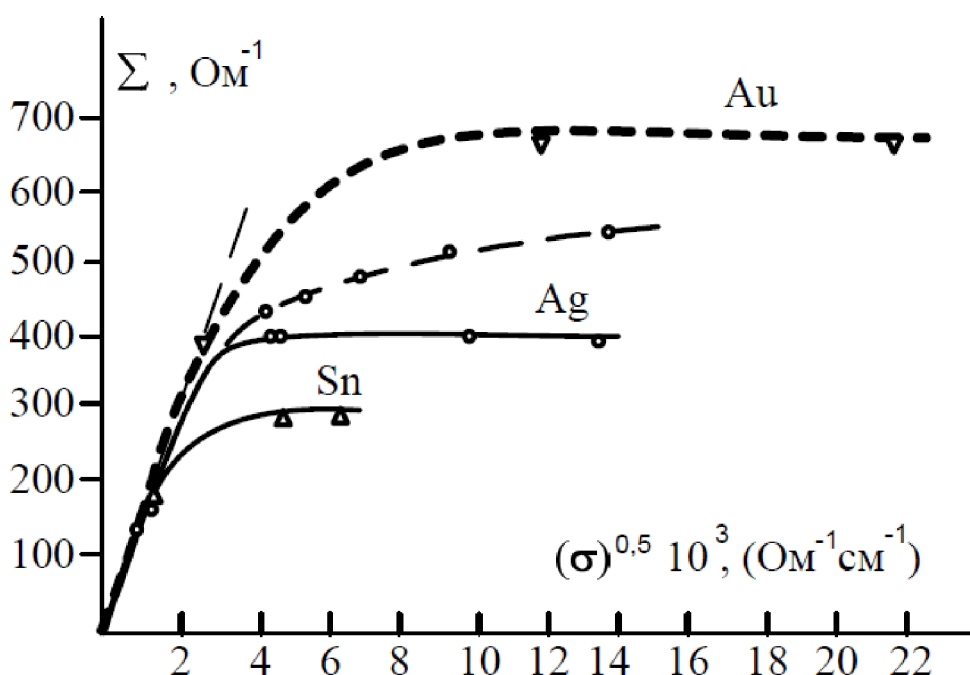


Рисунок 24. Зависимость скин-проводимости от температуры (через σ) для золота, серебра и олова

По теории классического скин-эффекта, эта зависимость должна быть прямой линией, проходящей через начало координат. Из хода экспериментальной зависимости

$\Sigma = 1/R$ от температуры (через $\sqrt{\sigma_0}$) для золота, серебра и олова следует, что

классическая теория верна лишь при комнатных температурах, когда средний свободный

пробег электронов достаточно мал. С увеличением среднего свободного пробега скин-проводимость практически не зависит от σ . Таким образом, проводимость скин-слоя уже не зависит от проводимости металла. Это явление называется аномальным скин-эффектом. Основной причиной существования аномального скин-эффекта является несправедливость допущений (3.14) при низких температурах, когда средняя длина свободного пробега электрона сравнима или значительно больше глубины проникновения поля. В этом случае электрон от столкновения до столкновения будет двигаться через области с разной напряженностью поля. Поэтому добавочная скорость, которую он получит, будет зависеть от напряженности поля вдоль всего пути движения. Это означает, что уравнение $j = \sigma E$, в котором σ постоянна для всех частей металла, должно быть заменено более общим уравнением $j = f(E, x)$. Следовательно, предположение классической теории о том, что электрическое поле можно рассматривать однородным при расчете плотности тока справедливо, когда поле изменяется незначительно на расстоянии равном длине свободного пробега электронов проводимости, то есть когда длина свободного пробега электрона значительно меньше глубины проникновения поля в металл.

Строгое решение задачи аномального скин-эффекта можно получить, основываясь, с одной стороны, на классических уравнениях Максвелла, с другой стороны, на использовании общих положений электронной теории строения металлов. В частности, полагают, что электроны проводимости в металле взаимодействуют с его ионной решеткой и друг с другом. Функция распределения электронов по энергии или скоростям под действием электромагнитного поля зависит от интенсивности, направления распространения и поляризации электромагнитной волны. В результате столкновений электронов с решеткой и друг другом она изменяется на некоторую величину. Можно ввести электрические поправки, обусловленные как отличием сопротивления скин-слоя от сопротивления массивного проводника, так и дополнительным поглощением электромагнитной волны вследствие "неидеальности" поверхности.

В общем случае можно выделить три области частот:

а) при достаточно низких частотах ($\omega\tau < 1$) и при пренебрежимо малых токах

смещения имеем, что $\sigma_c = \sqrt{\sigma}$. Эта формула верна лишь для $\lambda > 10^{-4}$ м при

комнатных температурах, и для $\lambda = 0,1$ м при температурах жидкого гелия, где τ - велико;

б) $\omega\tau = 1$, но ток смещения еще мал (последнее условие справедливо для всех металлов при комнатных температурах). В этой области частот σ не зависит от ω .

в) $\omega\tau \gg 1$, ток смещения становится значительным. При этих частотах $\omega \geq \omega_p = Ne^2/m\epsilon_0$ показатель преломления становится равным нулю и металл становится прозрачным. Напомним, что ω_p лежит в ближней ультрафиолетовой области спектра.

В условиях аномального скин-эффекта напряженность электрического поля определяется сложным образом: она не имеет экспоненциальной зависимости и, следовательно, оптические характеристики металлов (коэффициент отражения R и поглощательная способность A) уже не могут быть выражены через комплексный показатель преломления $\tilde{n} = n - ik_p$. Физически это означает, что металл невозможно моделировать системой, электроны проводимости которой можно считать свободными. В оптическом диапазоне (видимый и ультрафиолетовый свет) оптические константы металлов зависят заметным образом от влияния связанных электронов (электронов поляризуемости).

Поскольку, $\omega = \frac{2\pi}{\lambda\sqrt{\epsilon\mu}}$ формулу (3.11) можно представить в виде

$$\delta = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi\sigma}} \left(\frac{\epsilon}{\mu} \right)^{1/4} \quad (3.15)$$

Для меди $\sigma = 5,14 \cdot 10^7$ см/м. Для световых волн ($\lambda = 1$ мкм) глубина проникновения $\delta = 4$ нм, т.е. говорить о распространении света в проводнике не имеет смысла. Однако уже для радиоволн ($\lambda = 103$ м) глубина проникновения составляет $\delta = 2,5$ мм. Естественно, что эти оценки примерно указывают те толщины листового металла, которые необходимы для экранирования соответствующих длин волн. Отметим, что электромагнитные волны, особенно низкочастотные ($\omega\epsilon / \sigma \ll 1$), хорошо отражаются от металлов. Это отражение, как ни странно, физически связано с затуханием электромагнитной волны в тонком поверхностном слое металла (3.13). Волна затухает в металле на глубине порядка λ , поэтому она не успевает передать значительную часть своей энергии свободным электронам и почти полностью отражается. Интересно отметить, что и фазовая скорость в проводящей среде уменьшается. Действительно,

$$v = \frac{k}{\omega} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \left\{ \frac{2}{\left[1 + (\sigma/\omega\epsilon)^2 \right]^{1/2} + 1} \right\}^{1/2} \quad (3.16)$$

Следовательно, фазовая скорость электромагнитной волны в проводнике меньше, чем в непроводящей среде с тем же значением ϵ (при одинаковых магнитных проницаемостях), т.е. наличие в среде проводимости уменьшает фазовую скорость.

Длина волны в проводящей среде равна

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{\mu\epsilon}} \left\{ \frac{2}{[1 + (\sigma/\omega\epsilon)^2]^{1/2} + 1} \right\}^{1/2} \quad (3.17)$$

т.е. уменьшается по сравнению с длиной волны в непроводящей среде с теми же значениями диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями.

Комплексное волновое число целесообразно представить в виде

$$\tilde{k}(\omega) = k(\omega) \exp(i\varphi), \quad k(\omega) = \sqrt{k^2 + s^2}, \quad \operatorname{tg}\varphi = \frac{s}{k} \quad (3.18)$$

Тогда первое уравнение может быть записано в виде

$$\vec{B} = \frac{k(\omega)}{\omega} \exp(i\varphi) [\vec{k}_0, \vec{E}]$$

\vec{k}_0 - единичный вектор в направлении распространения волны, в данном случае в направлении оси x , вектора B и E перпендикулярны этой оси.

Из соотношений 3.10 и 3.19 следует, что электрический и магнитный вектора электромагнитной волны в проводящей среде колеблются с разностью фаз φ

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 \exp(-sx) \exp[-i(\omega t - kx)] \\ \vec{B} &= \frac{k(\omega)}{\omega} [\vec{k}_0, \vec{E}_0] \exp(-sx) \exp[-i(\omega t - kx - \varphi)] \end{aligned}$$

Причем, учитывая (3.9) и $\sigma/\epsilon\omega \gg 1$ получаем

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{s}{k} \approx 1 - \frac{\epsilon\omega}{\sigma} > 0$$

Это означает, что фаза колебаний вектора B отстает от фазы колебаний вектора E .

Лекция №10

Тема 4. Поглощение излучения и оптические свойства металлов

Напомним, что коэффициент отражения R и коэффициент пропускания T можно определить как отношение нормальных компонент усредненного по времени вектора Пойнтинга S соответствующих волн.

При учете поглощения энергии в средах, формулируя закон сохранения энергии в некотором объеме следует принять во внимание уменьшение потоков энергии в падающей, отраженной и проходящих волнах.

$$T + R + A = 1 \quad (4.1)$$

(A - поглощательная способность вещества.)

Любое соотношение оптики диэлектриков может быть формально перенесено в оптику металлов либо других поглощающих сред простой заменой вещественных величин показателя преломления n и волнового вектора k на комплексные аналоги:

$$\begin{aligned} \tilde{n} &= n - ik_p \\ \tilde{k}_0 &= k - is \end{aligned} \quad (4.2.)$$

Введем величину $z = \lambda_0 / (4\pi k_p)$, которая определяет глубину проникновения света в металл, т.е. глубину на которой интенсивность электромагнитной волны уменьшается в e раз.

Для металлов k_p в видимой области спектра обычно порядка единицы. Например, для золота при нормальном падении электромагнитной волны на поверхность $k_p = 2.82$, $z = \lambda_0 / (4\pi k_p) = \lambda_0 / 35.4$. Таким образом, на протяжении длины волны интенсивность света в золоте убывает в $\exp(35,4) = 2 \cdot 10^{15}$ раз. Очевидно, что пленки металлов с толщиной порядка длины волны, как правило, уже практически не прозрачны для света.

Теперь свяжем оптические константы металлов n , k_p с их электрическими постоянными σ , ε . Из (3.6) с учетом того, что $n = \sqrt{\varepsilon}$ имеем

$$n^2 = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega} = (n - ik_p)^2 \quad (4.3)$$

Разделяя действительную и мнимую части, получим искомую связь оптических констант металла n и k_p , с его электрическими характеристиками σ и ε

$$n^2 k_p^2 = \varepsilon$$

$$2k_p n = \frac{\sigma}{\omega} \quad (4.4)$$

В случае идеального проводника $k_p \gg \omega$, $R = 1$ – вся энергия электромагнитной волны отражается от поверхности металла. Следует отметить, что отраженные и поглощенные электромагнитные волны формируются не на границе раздела, а в веществе. При этом для непрозрачных твердых тел доля падающего монохроматического излучения, поглощенного телом, определяется его поглощательной способностью (в случае нормального падения)

$$A = 1 - R = \frac{4n}{(n+1)^2 + k_p^2} \quad (4.5)$$

т.е. A также можно вычислить по данным измерений оптических постоянных или комплексного показателя преломления.

В таблице 7 приведены значения величин n , k_p и R при комнатной температуре для некоторых металлов в видимой и ИК-области.

Таблица 7 Оптические постоянные для некоторых металлов

	$\lambda = 0,5 \text{ мкм}$			$\lambda = 5,0 \text{ мкм}$		
	n	k_p	$R, \%$	n	k_p	$R, \%$
Cu	1,06	2,70	63,2	3,1	32,8	98,9
Ag	0,11	2,94	95,5	2,4	34,2	99,2
Au	0,50	2,04	68,8	3,3	35,2	98,95
Zn	-	-	-	3,8	26,2	97,9
Al	0,50	4,59	91,4	6,7	37,6	98,2
In	-	-	-	9,8	32,2	96,6
Sn	0,78	3,58	80,5	8,5	28,5	96,2
Pb	1,70	3,30	62,6	9,0	24,8	95,0
Ti	2,10	2,82	52,5	3,4	9,4	87,4
Nb	2,13	3,07	56,0	8,0	27,7	96,2
V	2,65	3,33	56,6	6,6	17,5	92,7
Mo	3,15	3,73	59,5	4,25	23,9	97,2
W	3,33	2,96	51,6	3,48	21,2	97,0
Fe	1,46	3,17	63,7	4,2	12,5	90,8
Co	1,56	3,43	65,9	4,3	14,6	92,9
Ni	1,54	3,10	61,6	4,95	18,5	94,8
Pt	1,76	3,59	65,7	7,7	20,2	93,7

Очевидно, что $A = A(\omega, T, \sigma)$ является функцией частоты падающего излучения, температуры и электропроводности материала.

Сопоставление данных этой таблицы со значениями электропроводности (3.4) не дает удовлетворительного результата, что не является неожиданным.

При выводе формул (4.4) исходили из представления о том, что электроны проводимости металла могут считаться свободными. Оптические явления, относящиеся к видимой и УФ области, зависят заметным образом от связанных электронов. Современная квантовая теория позволяет получить соотношения, которые хорошо согласуются с результатами опытов.

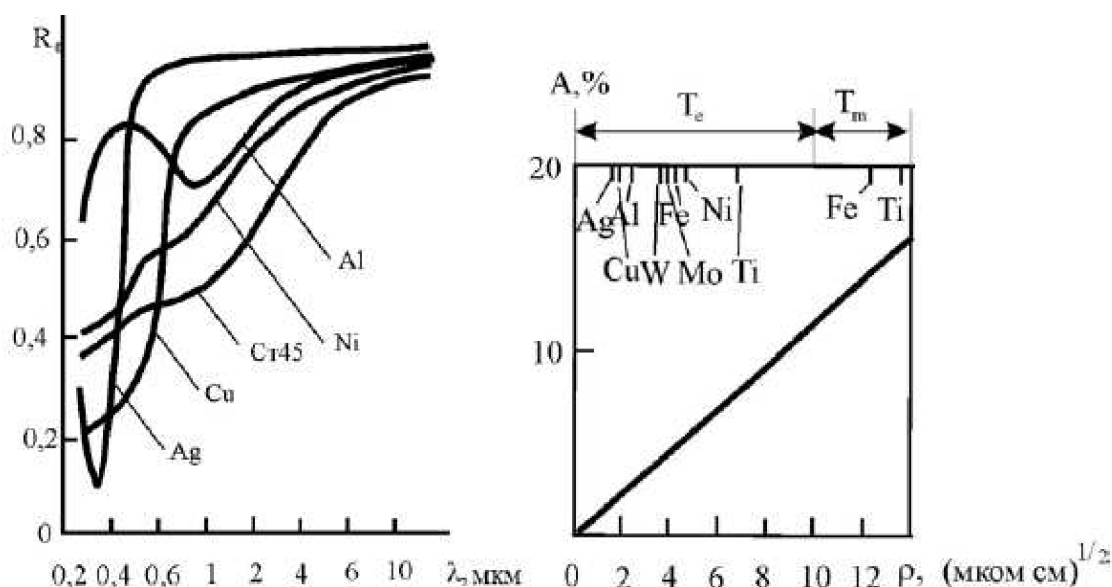


Рис.25. а – зависимость отражения R от длины волны. б – зависимость A от $1/\sigma$ для некоторых металлов при $\lambda = 1$ мкм

Поскольку в длинноволновой области спектра (область низкочастотного

нормального скин-эффекта $\omega \ll \gamma, \frac{\sigma}{\omega} \gg \epsilon$ и $\chi_0 = n = \sqrt{\sigma/\omega}$, то для поглощательной способности можно получить известные формулы Друде

$$A = \frac{4n}{2n^2} = \frac{2}{n} = 2 \left(\frac{\omega}{\sigma} \right)^{1/2} = 2(\omega\rho)^{1/2} \quad (4.6)$$

где ρ — статическое электрическое сопротивление. При этом $A = 0,01 \div 0,1$. Вследствие затухания световой волны в металле обычно $A \ll R$.

Следует подчеркнуть, что формулы (4.5) справедливы лишь в длинноволновой области спектра ($\lambda > 100$ мкм). Однако для некоторых материалов соотношения (4.5) справедливы и в области $1 < \lambda < 10$ мкм. При выполнении условия $\gamma \leq \omega \ll \omega$ (область высокочастотного нормального скин-эффекта) имеем из формулы (3.5) в высокочастотной области спектра $n \ll k_p$, т.к.

$$k_p = \frac{\omega_p}{\omega} \gg 1, \text{ а } n = \frac{\gamma \omega_p}{2\omega^2} \leq 1$$

С учетом последних соотношений поглотительная способность металлов практически не зависит от частоты падающего лазерного излучения и A определяется только электрическими свойствами материалов

$$A \approx \frac{4n}{k_p^2} \approx \frac{2\gamma}{\omega_p} \approx 1,0 \quad (4.7)$$

Очевидно, что нормальный скин-эффект наблюдается при строгом выполнении дифференциального закона $\vec{j} = \sigma \vec{E}$. В этом случае толщина скин-слоя всегда больше длины свободного пробега электрона l_0 ($l_0 \ll \delta$). Поглощение электромагнитных волн носит объемный характер. При этом типичная зависимость A от частоты падающего потока имеет вид

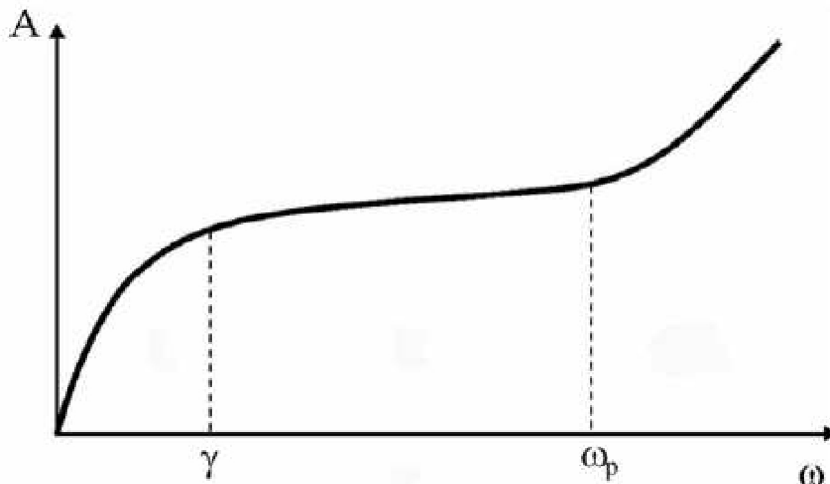


Рис. 26. Теоретическая зависимость поглотительной способности металла от частоты.

Для благородных металлов поглотительная способность ($A \approx 0,1 \div 0,2$) очень слабо зависит от частоты, но является функцией температуры $A = f(T)$.

Для переходных металлов при $\lambda > 1$ мкм $A \approx 0,3 \div 0,5$, поскольку определяется не только взаимодействием световой волны со свободными электронами, но и внутренним фотоэффектом за счет межзонных переходов. Температурная зависимость поглотительной способности пропадает, т.к. частота межзонных переходов не зависит от T . Подобные закономерности наблюдаются и для алюминия. При $\lambda \geq 2 \div 3$ мкм все металлы обладают большим R , соответственно A мало ($\approx 0,1$). При этом, если $\omega > \gamma$, то $A \sim T$, а при переходе в область высоких частот $A \sim T$.

Более подробно остановимся на физических процессах, происходящих при поглощении световой волны, в том числе и лазерного излучения в тонком поверхностном скин-слое ($\sim 10^{-8}$ м).

Как электрические, так и теплофизические свойства металлов в первую очередь определяются свободными электронами. В зависимости от концентрации электронов проводимости N и длины волны падающего светового потока λ можно считать, что электроны свободны, если $N \gg 1/\lambda^3$ и модель свободных электронов не работает при $N \ll 1/\lambda^3$. Для металлов $N = 10^{28} \text{ м}^{-3}$, $\lambda \approx 10^{-6}$ м для широко применяемых технологических лазеров (CO_2 , АИГ: Nd^{+3} YAG:и т. д.) и, следовательно, модель свободных электронов при описании поглощения света работает всегда. Как известно, практически во всем диапазоне температур, электронный газ в металлах является вырожденным, его функция распределения мало отличается от функции распределения при абсолютном нуле (рис.27).

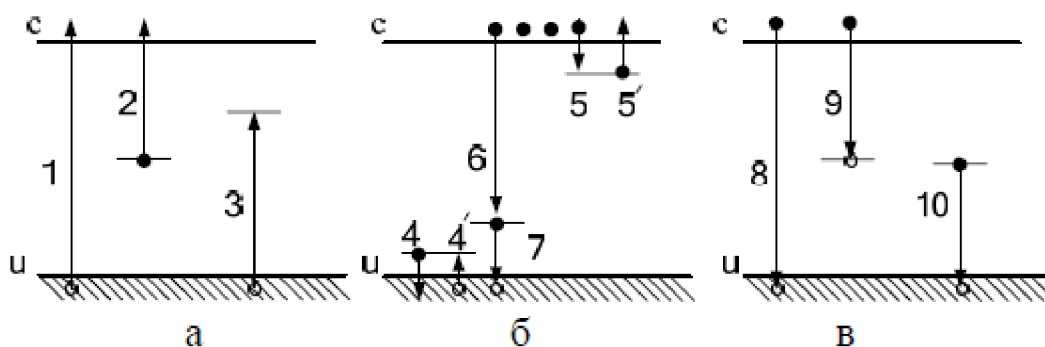


Рис. 27. Электронные переходы в полупроводнике с локальными центрами: а – фотоионизация, б – захват носителей, в – рекомбинация

Энергия Ферми E_F для металлов весьма велика. Например, для меди $E_F = 7,1$ эВ, для серебра $E_F = 5,5$ эВ. По этой причине тепловому воздействию подвергаются электроны, энергия которых лежит в узком энергетическом интервале $\approx 2kT$, непосредственно расположенным вблизи уровня Ферми.

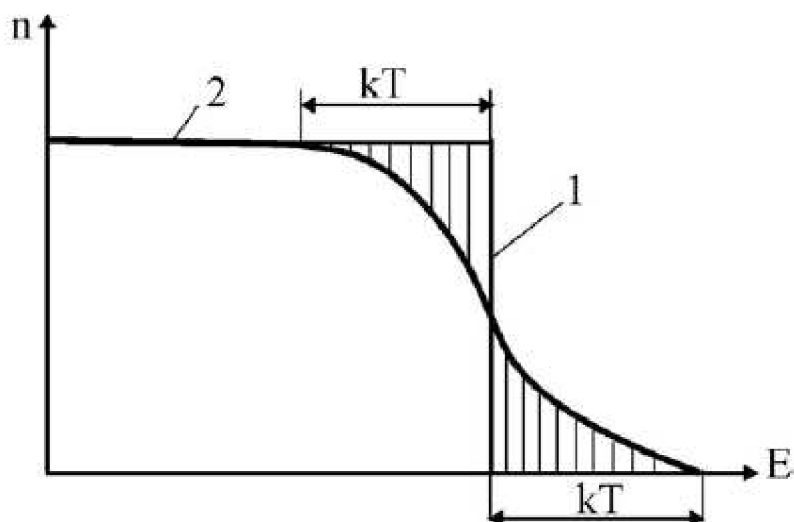


Рис. 28. Распределение электронов по состояниям при $T = 0$ (кривая 1) и при $T > 0$ (кривая 2) (заполнение энергетических уровней (возбужденные состояния вследствие теплового движения показаны штриховкой)

Концентрацию электронов, которые поглощают падающее на металл излучение,

можно оценить с помощью соотношения $N = h\nu N_0 / E_F$, где $N_0 = 10^{28} \text{ м}^3$ - число

электронов проводимости в металле, E_F - энергия Ферми, ν - частота падающего света.

Например, для рубинового лазера $h\nu = 1,7 \text{ эВ}$ то есть в меди тепловому воздействию подвергаются $N/N_0 = 25 \%$ всех электронов проводимости.

Поглощение света электронами повышает их энергию. Часть поглощенной энергии электроны передают при столкновении другим электронам, ионам решетки и дефектам кристаллической решетки (дислокациям, границам зерен и т.д.). Эффективность столкновений, величина которой определяет разогрев металла, будет зависеть от частиц,

между которыми происходит обмен энергией. При этом $\nu_{ee} > \nu_{ei} > \nu_{ep}$, где ν_{ee} -

частота столкновений электрон - электрон, ν_{ep} - частота столкновений электронов с

примесями и дефектами в металле, ν_{ei} - частота столкновений электронов с фононами,

которые рождаются в металле при движении свободных электронов, скорость которых выше, чем скорость звука в металле. Фононы представляют собой акустические волны,

которые и передают энергию электронов решетке. Такой механизм вполне реален, т.к.

энергия Ферми электронов в металлах, которая является энергией поступательного движения свободных электронов, высока, высока, соответственно, и скорость Ферми

$v_F = (2E_F/m)^{1/2} = 1,5 \cdot 10^6 \text{ м/с}$, в то время, как скорость звука $v_3 = 10^3 \text{ м/с}$.

Электрону, получившему избыток тепловой энергии вследствие поглощения кванта света, часто недостаточно одного столкновения для передачи избыточной энергии, т.е. процесс релаксации энергии может быть многостадийным, и, следовательно, носит диффузионный характер. По этой причине перераспределение энергии происходит не в скин-слое ($\delta = 10^{-8}$ м), а в слое l_{α}

$$l_{\alpha} = \sqrt{D/v_{ei}} = 10^{-7} \text{ м},$$

где D - коэффициент диффузии электронов. При этом происходит нагрев металла. Далее тепло, поглощенное в слое l_{α} , механизмами теплопроводности передается в глубь материала. Характерные времена передачи поглощенной энергии металлу

$$\tau = \frac{l_{\alpha}}{v_{ei}} = 10^{-12} \div 10^{-11} \text{ с}.$$

Однако, в ряде случаев скорость Ферми столь велика, что свободный пробег электрона становится меньше толщины скин-слоя $l_{\alpha} \ll \delta$. Именно в этом случае и наблюдается аномальный скин-эффект. Очевидно, что в этих условиях поглощение световых потоков, падающих на материал, уже будет определяться не только процессами в объеме вещества, но и приповерхностными явлениями. Следовательно, поглощательную способность материала можно представить в виде

$$A = A_v + A_s \quad (4.8)$$

где $A_v = 2\gamma/\omega_p$ - объемная поглощательная способность, а $A_s = \frac{3}{4} p \frac{v_F}{c}$ - поверхностная поглощательная способность. Параметр p существенно зависит от шероховатости поверхности, определяется диффузным рассеянием электронов на поверхности ($0 \leq p \leq 1$).

При этом поверхностное поглощение $A_s \ll A_v$ начинает играть существенную роль лишь в оптически тонких слоях. Например, в многослойных диэлектрических покрытиях зеркал для лазеров.

Лекция №11

Тема 5. Лазерный нагрев материалов

5.1. Общая характеристика нагревания лазерным излучением

Лазерный нагрев по своей физической сущности не отличается от других видов нагрева. Как и при любом другом нагревании, однозначной характеристикой теплового действия является температура, а сам нагрев состоит в увеличении амплитуды тепловых колебаний решетки.

Специфика лазерного нагрева заключается в том, что температур может быть несколько. Энергия, поглощенная электронами, приводит к росту температуры электронов (в металлах - электронного газа). Затем, в результате взаимодействия разогретых электронов с решеткой увеличивается ее температура. Такое рассмотрение, при котором вводят отдельные температуры для подсистемы электронов и решетки и рассматривают взаимодействие этих подсистем, справедливо при пикосекундных длительностях лазерного импульса и плотностях поглощенного светового потока менее 10^{10} Вт/см². При более интенсивном и менее продолжительном воздействии использование понятия температуры становится некорректным, поэтому необходимо вводить функцию распределения электронов по скоростям и энергиям. Анализ функции распределения частиц по энергиям должен учитывать их взаимодействие друг с другом и с возбуждающим излучением. Такой подход требует решения кинетических уравнений (уравнения Больцмана – это интегро-дифференциальные уравнения).

В подавляющем большинстве практических задач тепловой подход является вполне адекватным. То есть можно считать, что устанавливающееся под действием лазерного излучения распределение частиц по энергиям является квазиравновесным. Это позволяет ввести понятия температуры для каждой из подсистем.

Для лазерного нагрева характерны большая скорость нагрева и большие пространственные градиенты температуры, что может привести и приводит к значительным отличиям в протекании процессов, стимулированных лазерным нагреванием.

5.1.1. Тепловые эффекты в конденсированных средах

При лазерном воздействии на материалы наблюдается многообразие процессов и явлений, приводящих к изменению их (материалов) оптических (A, n, χ_0), электрических (σ, \vec{j}) характеристик, структуры и фазового состава.

Отметим основные физико-химические явления, представляющие наибольший практический интерес при решении инженерных задач в технологии лазерной обработки материалов.

Плавление. При облучении кристаллического или поликристаллического твердого тела лазерным излучением достаточной плотности мощности (при подводе достаточного количества тепла) его температура T может возрасти до температуры плавления T_p . Температуры плавления различных материалов сильно различаются примерно от 500 К для легкоплавких металлов (свинец, олово) до 3300 К для тугоплавких (вольфрам, платина). Соответственно меняется как количество теплоты, которое необходимо для нагревания металла от комнатной температуры до температуры плавления, так и скрытая теплота фазового перехода твердое тело – расплав L_p . При этом роль скрытой теплоты плавления, т.е. теплоты, необходимой для разрушения кристаллической решетки тела, тем больше, чем ниже температура плавления. Если жидкая фаза немедленно удаляется из зоны воздействия, процесс разрушения материала называется абляцией.

Целью теоретического анализа процесса плавления является определение толщины расплавленного слоя и продолжительности плавления до момента начала интенсивного испарения материала при температуре T . Знание этих параметров процесса плавления весьма важно при использовании лазерного излучения для импульсной и непрерывной сварки.

Испарение. Жидкая фаза, образовавшаяся при плавлении твердого тела, может быть нагрета до температуры испарения T . Фазовый переход жидкость – пар происходит при подводе в зону воздействия количества теплоты, равного теплоте испарения L или большего. Для ряда материалов (полупроводники и диэлектрики), у которых процесс теплового разрушения протекает без образования жидкой фазы, происходит фазовый переход твердое тело – пар, называемый сублимацией. Испарение материалов может протекать в виде кипения, для которого характерно возникновение и рост пузырьков насыщенного пара в расплаве вблизи поверхности нагрева.

Для ряда материалов (древесина, минералы) интенсивный лазерный нагрев ведет к испарению связанной (кристаллизационной) воды или других жидких компонентов. Подобные легкоиспаряемые продукты создают высокое давление в зоне нагрева, что

приводит к образованию микротрещин, выбросу частиц материала, перестройке его структуры (надмолекулярной и химической).

При анализе лазерного испарения материалов очень важен вопрос об "энергетической организации" процесса. При малых плотностях мощности поглощенного лазерного излучения ($q \leq 10^8 \text{ Вт/м}^2$) разрушение практически всех металлов связано с процессами плавления и абляции. Доля газовой фазы в продуктах разрушения невелика. Увеличение мощности лазерного излучения ведет к росту температуры материала ($T \geq T_n$), соответственно возрастает и роль испарения в процессе разрушения. Физическая модель, описывающая процесс испарения, довольно сложна, особенно при $q \leq 10^{13} \text{ Вт/м}^2$. В частности, трудно определить долю рассеянного и поглощенного лазерного излучения в облаке пара вблизи поверхности, учесть взрывные эффекты и взаимодействие различных фаз в зоне обработки.

Кристаллизация. Тепловое действие поглощенного лазерного излучения сопровождается не только нагреванием, плавлением и испарением металла. Оно может приводить к изменению структуры и свойств материала в зоне обработки. Характер этих изменений зависит от свойств облучаемого материала, мощности поглощенного излучения, скорости нагрева и охлаждения.

При лазерном воздействии кристаллизация расплава может приводить либо к образованию материалов с другим типом кристаллической решетки либо структурированием аморфных тел. При этом происходит выделение удельной теплоты кристаллизации в зоне воздействия (при фазовом переходе жидкость – твердое тело она равна L_n).

Термохимические реакции. Лазерный нагрев веществ может стимулировать протекание необратимых химических реакций, которые вызывают ускорение процесса разрушения материала. Большой тепловой вклад экзотермических реакций, инициируемых в зоне нагрева, приводит к воспламенению материала, которое может перейти в автономный режим. При этом материал воспламеняется в области, размеры которой многократно превосходят зону облучения.

Кроме того, воздействие лазерного излучения на металлы стимулирует развитие термохимических реакций, с помощью которых можно восстанавливать металлы, разлагая сложные соединения, синтезировать новые материалы, окислять поверхность. При этом существенно меняются оптические свойства материалов (поглощательная способность) вследствие изменения физико-химических свойств поверхности.

В случаях окисления металлов в среде воздуха или кислорода основными механизмами, изменяющими поглощательную способность являются:

- 1) непосредственное дополнительное поглощение в окисле;
- 2) согласующее действие окисной пленки при поглощении света и интерференционные эффекты;
- 3) изменение частоты столкновений и плазменной частоты ω_p свободных электронов в скин-слое;
- 4) изменение состава и оптических постоянных сплавов в пределах скин-слоя в результате избирательного окисления некоторых его компонент.

Взаимосвязь физических процессов, сопровождающих процесс воздействия лазерного излучения на материалы, изображена на рис. 32.

Очевидно, что совокупность физических процессов в зоне воздействия определяется температурой, скоростью и временем нагрева, скоростью охлаждения материала, которые, в свою очередь, зависят от геометрических и энергетических характеристик лазерного излучения, свойств обрабатываемого материала, массы облучаемого изделия, технологических схем обработки и т.д.

Поэтому основными целями при анализе лазерного нагрева будут:

- оценка темпа разогрева и характерных масштабов прогрева вглубь и в стороны (теплофизика процесса);
- выявление и анализ физико-химических процессов, происходящих во время воздействия, и описание их воздействия на нагревание.

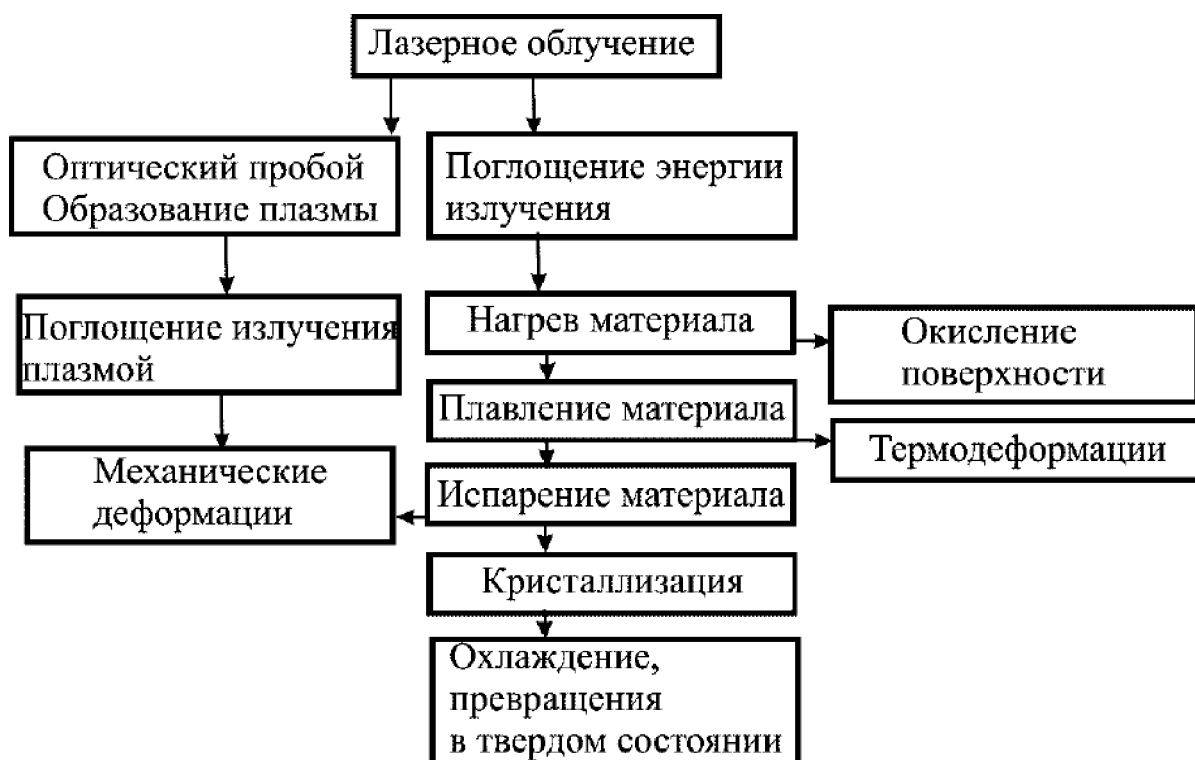


Рис. 32. Взаимосвязь физических процессов при воздействии лазерного излучения на материалы

5.1.2. Основные особенности температурной кинетики при лазерном воздействии

Часть энергии лазерного излучения, падающего на поверхность материала, поглощается в нем, а часть отражается. Коэффициент отражения R определяет долю энергии падающего излучения, которая поглощается и может быть использована для нагрева. По определению коэффициент отражения равен отношению мощности излучения, отраженного от поверхности, к мощности падающего излучения. Таким образом, коэффициент отражения R является безразмерным параметром, величина которого лежит в пределах $0 - 1$.

Коэффициент отражения R всех металлов возрастает по мере смещения в дальнюю ИК-область спектра. Для длин волн, превышающих 5 мкм , коэффициенты отражения практически всех металлов превышают 90% . В указанной области коэффициент отражения связан с электропроводностью материала. Металлы с высокой электропроводностью обладают максимальными значениями коэффициента отражения в ИК-области спектра. Так, золото имеет более высокий коэффициент отражения, чем алюминий, а алюминий в свою очередь имеет более высокий коэффициент отражения, чем сталь. В такой же последовательности эти материалы располагаются в зависимости от их электропроводности.

Количество света, поглощаемого металлической поверхностью, пропорционально величине $(1 - R)$. На длине волны $10,6 \text{ мкм}$ коэффициент отражения $R=1$ и величина $(1 - R)$ становится малой. Отсюда следует, что при этой длине волны технологического лазера лишь небольшая часть падающей на поверхность энергии поглощается, то есть может быть использована для нагрева металла. Так, например, при длине волны $10,6 \text{ мкм}$ значение $(1 - R)$ для серебра или меди составляет $\sim 0,02$, тогда как для стали оно равно $\sim 0,05$. Отсюда следует, что сталь поглощает примерно в $2,5$ раза больше падающей на ее поверхность энергии по сравнению с серебром или медью.

Поэтому важное значение имеет также правильный выбор длины волны технологического лазера. В области более коротких волн значение величин $(1-R)$ существенно выше, чем на длине волны CO_2 -лазера. В частности, для стали при $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ величина $(1 - R)$ составляет $\sim 0,35$, что в семь раз выше, чем при $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$. Отсюда следует, что если на поверхность стали падает излучение лазеров на иттрий-алюминиевом

гранате (ИАГ) с неодимом и СО₂-лазеров, имеющие одинаковую плотность мощности, то, по крайней мере, в начальной стадии, поглощение излучения лазера на ИАГ с неодимом в семь раз больше.

Поглощенная световая энергия переходит в тепловую и вызывает нагрев материала. Температура, до которой нагревается материал, зависит от длительности воздействия, плотности мощности излучения, теплофизических свойств вещества, геометрии образца и т.п. Коэффициент поглощения металлов α имеет величину, порядка 10^5 1/см, поэтому большая часть поглощенной энергии выделяется в слое толщиной $\sim 1 / \alpha \sim 10^{-5}$ см.

Тепло из области воздействия лазерного излучения отводится за счет теплопроводности в стороны и в глубину материала. Эти потери тепла малы, если лазерные импульсы имеют малую длительность, но они могут стать существенными для импульсов с большой длительностью или при малых областях облучения. Нагрев может протекать с высокой скоростью.

Когда материал нагревается до температуры плавления, начинается процесс плавления, который требует дополнительных энергетических затрат (теплоты плавления). Граница жидкой фазы продвигается в глубь материала. При достаточной плотности мощности лазерного излучения расплав нагревается выше температуры плавления и начинается испарение поверхности до того, как материал успеет проплавиться на заметную глубину. Испарение также требует дополнительных затрат энергии (теплоты испарения). Если интенсивность излучения достаточно велика, то над поверхностью материала образуется высокотемпературная непрозрачная плазма. Возникшая плазма поглощает падающее лазерное излучение и экранирует поверхность.

Рассмотренная качественная схема механизмов и последовательности процессов поглощения света и перехода поглощенной энергии в тепло позволяет перейти к количественной оценке различных режимов поглощения.

5.2 Лазерное плавление поверхности

Плавление при лазерном воздействии рассматривают на основе взглядов на плавление при изотермическом нагревании. Характерная зависимость температуры от времени при плавлении приведена на рис. 29. Следует отметить постоянство температуры тела при непрерывном подводе тепла в процессе перехода кристалл – расплав, характерное для всех кристаллов. Процесс плавления происходит только в кристаллических веществах. При нагревании аморфных тел характерной температуры

плавления нет, плотность, вязкость и другие свойства изменяются непрерывно, а не скачком как при плавлении.



Рис. 29 Остановка изменения температуры при плавлении кристаллического тела. По оси абсцисс отложено время, пропорциональное равномерно подводимому к телу количеству теплоты.

Удобным параметром для измерений температуры при лазерном воздействии оказывается отражательная способность металлов R . Отражательная способность при увеличении температуры уменьшается, при температуре плавления металла она испытывает резкий скачок, затем продолжает уменьшаться, но уже гораздо медленнее, чем до плавления. Такое поведение отражательной способности позволяет связать ее изменение во время лазерного импульса с изменением температуры.

Типичный вид зависимости отражательной способности металла при лазерном нагревании импульсом длительностью порядка одной микросекунды приведен на рис. 30. Область быстрого изменения отражательной способности (левее точки b на рис. 30) связывают, естественно, с процессами начального нагрева, а затем плавления поверхностного слоя металла. Постоянство отражательной способности, после того как слой металла, участвующий в поглощении и отражении света, переходит в жидкое состояние (участок bc на рис. 30), свидетельствует о постоянстве температуры расплавленного слоя.

В рамках понятий теплопроводности такое поведение температуры на поверхности расплава (участок bc на рис. 30) объяснить довольно трудно. Для существования

теплового потока к границе фронта плавления необходим градиент температуры в расплаве. При постоянстве температуры поверхности и продвижении границы плавления в глубину градиент температуры должен уменьшаться. Поэтому при достижении на поверхности температуры плавления, даже если весь падающий поток излучения расходуется в этот момент на плавление, по мере продвижения фронта поверхности вглубь, с поверхности должен отводиться все меньший поток, т.е. температура поверхности должна продолжать расти, чтобы фронт плавления продолжал продвигаться вглубь.

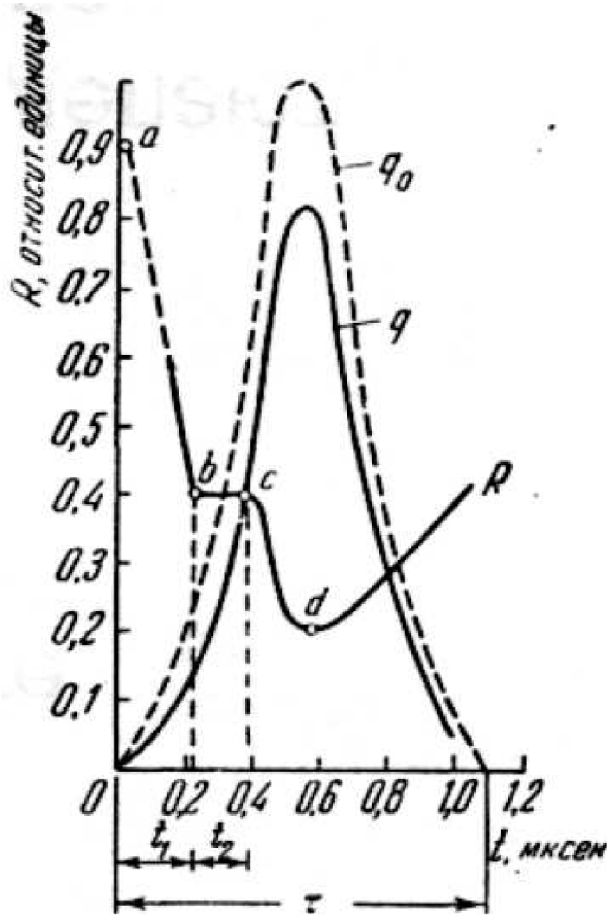


Рис. 30. Изменение отражательной способности серебра при лазерном воздействии

(можно считать, что $1 - R \approx A_0 + a_A T$). Пунктиром показана форма импульса. $Q = 7.5$ кдж/см². $q_{0\max} = 7 \cdot 10^7$ вт/см². q – поглощенный поток лазерного излучения ($q(t) = (1 - R)q_0(t)$).

Для оценки времени t_2 , в течение которого подводимое к металлу тепло расходуется практически только на фазовый переход, можно использовать предположение о том, что возрастание температуры поверхности не будет происходить до тех пор, пока волна плавления не догонит волну прогрева. Считая, что средняя скорость первой волны ~

$v \sim \bar{q}(L_m + \rho c T_m)^{-1}$, а второй $\sim \sqrt{a/t}$, можно оценить время t_2 следующим образом:

$$t_2 \approx \frac{(L_m + \rho c T_m)}{a \bar{q}^2}$$

где L_m — удельная теплота плавления, ρ — плотность, a — теплоемкость металла и \bar{q} — средняя плотность потока в течение времени t_2 , при $\bar{q} = 1,3 \cdot 10^7$ Вт/см² и $L_m + \rho c T_m = 3,4 \cdot 10^3$ Дж/см³, время $t_2 \approx 1,2 \cdot 10^{-7}$ сек, что хорошо согласуется с длительностью участка bc на рис. 30.

5.3 Нелинейные режимы лазерного нагрева

5.3.1 Нагрев с учетом температурной зависимости поглощательной способности

Практически все задачи, связанные с воздействием мощного лазерного излучения на металлы, являются нелинейными в том смысле, что и теплофизические (c, a, λ_s) и оптические постоянные (A, R, n) металлов зависят от температуры и, следовательно, от интенсивности лазерных источников.

Рассмотрим общий подход к решению нелинейных задач теплопроводности на примере влияния температурной зависимости оптических постоянных металла на характер его нагрева лазерным излучением.

При учете аномального скин-эффекта поглощательная способность металла A может быть представлена в виде

$$A = A_0 + bT, \quad (5.1)$$

где A - поглощательная способность металла, определяемая рассеиванием электронов проводимости на примесях, дефектах, $b = \omega_p / 2\pi\sigma_0$ - параметр, определяемый статической электропроводностью металла σ_0 и плазменной частотой ω_p . Обычно величина $b \approx (1 \div 5) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$. При быстром лазерном нагреве металла до температур $T \sim 1000 \text{ K}$ произведение $bT \sim (1 \div 5) \cdot 10^{-2}$. Для большинства металлов $A_0 \sim 10^{-2}$, то есть температурную добавку bT в поглощательную способность металла надо учитывать (см. таблицу 9).

Рассмотрим как в условиях линейной положительной обратной связи будет вести себя разогрев металла. Постановка краевой задачи нагрева полубесконечного пространства в одномерном случае при отсутствии объемных источников имеет следующий вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

$$-\lambda_s \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = q_0 (A_0 + bT)$$

$$T(z, 0) = T(\infty, t) = T_0, A_b = (A_0 + bT_0) \quad (5.2)$$

T_0 - начальная температура.

Таблица 9. Параметры, определяющие температурную зависимость поглотительной способности для ряда металлов

Материал	A_0	$b \cdot 10^{-4} K^{-1}$	A при 700 К
Вольфрам	0.24	1.03	0.31
Молибден	0.0	0.99	0.07
Тантал	0.048	0.92	0.049
Платина	0.099	0.64	0.10
Медь	0.028	0.14	0.037
Графит	0.890	-0.40	0.76

Задача (5.2) позволяет найти аналитическое выражение для температуры поверхности металла и ее изменения во времени. Решение может быть получено операционным методом в виде

$$T(t) = T_0 + \frac{A_b}{b} \left[\exp(\mu t) \Phi^* (-\sqrt{\mu t}) - 1 \right]$$

Где $\mu = 1/t_0 = q_0^2 b^2 a / \lambda_s^2$, $\Phi^* (-\sqrt{\mu t})$ - интеграл

ошибок, при этом

$$A(t) = A_b \exp(\mu t) \Phi^* (-\sqrt{\mu t})$$

Для удобства анализа введем параметр $y_0 = q_0 b \sqrt{at} / \lambda_s$, который, имея размерность длины, характеризует тот прогретый слой металла, который осуществляет положительную обратную связь в системе лазерное излучение - металл и изменение условий поглощения лазерного излучения, что эквивалентно изменению мощности теплового источника на поверхности.

Изменение температуры поверхности металла во времени для случаев $A = const$ и $A(T)$ и $A(T)$ представлено на рис. 31.

Очевидно, что температурная зависимость поглотательной способности металла приведет к особенностям нагрева тела. При этом в зависимости от времени, определяющего вклад в изменение процессов поглощения лазерного излучения, вносят

либо множитель $\exp(\mu t)$, либо $\Phi^*(-\sqrt{\mu t})$.

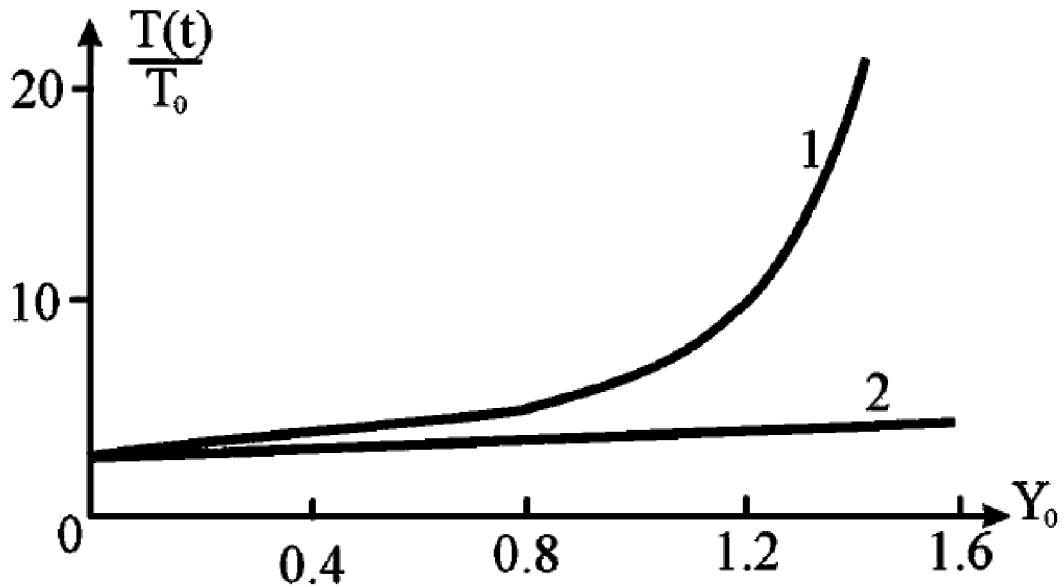


Рис. 31. Отношение текущей температуры поверхности металла $T_0(t)$ к начальной температуре T_0 в зависимости от параметра $y_0 = q_0 b \sqrt{at} / \lambda_s c$ учетом температурной зависимости поглотательной способности - 1; при неизменной поглотательной способности металла - 2

При $t < t_0$, когда $y_0 \ll 1$ превышение T над T_0 невелико, малы и изменения поглотательной способности A . Металл ведет себя как материал с постоянной поглотательной способностью $A(T) = A_b$ и тогда, поскольку

$$\Phi^*(-\sqrt{\mu t}) \rightarrow 2, \text{ а } \exp(\mu t) \rightarrow 1$$

$$T(t) = T_0 + \frac{2q_0 A_b \sqrt{at}}{\lambda_s \sqrt{\pi}}.$$

При более длительном воздействии лазерного излучения на металл параметр $y_0 > 1$ и

$$T \approx T_0 + \frac{2A_b}{b} \exp(\mu t).$$

Происходит стабилизация прогретого слоя металла по толщине, причем

$$l_T = \frac{T_0}{\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0}} = \frac{T_0 \lambda_S}{q_0 (A_0 + bT)} = \frac{\lambda_S}{q_0 b}$$

При $bT > A_b$ получаем $l_T = \lambda_S / q_0 b$ и $\mu = a/e^2$, а

$t_T = l_T^2 / a$ - характерное время выхода процесса на режим предельного разогрева (рис. 32).

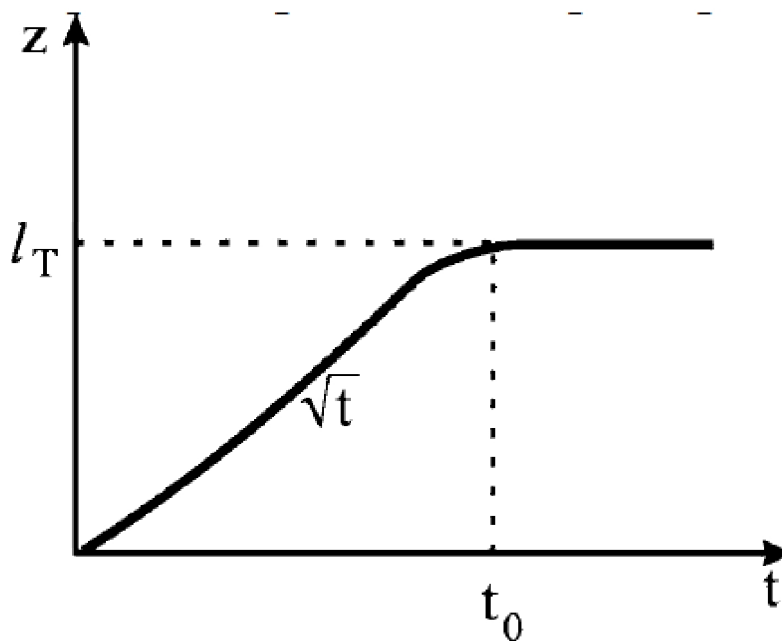


Рис. 32. Выход режима лазерного нагрева металла на предельный режим

Очевидно, что l_T определяет толщину прогретого слоя металла, которая практически не зависит от времени воздействия лазерного пучка, но определяется величиной мощности теплового источника на поверхности материала. Тогда безразмерный параметр y_0 , введенный ранее, есть не что иное, как, отношение толщины металла, нагретого за счет процессов теплопроводности, к l_T .

Можно легко определить время, которое определяет точку перегиба функции $T(t)$, обычно оно определяется как $t^* \approx 0.2t_T$, при истечении этого времени температуру поверхности металла можно определить как

$$T^*(t) = T(t) = T_0 + 0,81 \frac{A}{b}$$

В частности для меди $\lambda_s \approx 40 \text{ Вт/мК}$; $q_0 \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ Вт/м}^2$; $b \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$, $a = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, $t^* = 0,2 \lambda_s^2 / (q_0^2 b^2 a) \approx 0,2 \cdot 10^{-2} \text{ с}$, т.е. выход лазерного

нагрева меди на предельный режим вполне реален даже в случае облучения металла импульсами твердотельных лазеров, при работе последних в режиме свободной генерации. При этом температура поверхности достигает величины $T^*(t) \sim 700 \text{ К}$.

Следует отметить, что реально величина поглотительной способности металлов не может быть больше, чем $A_{\max} \leq 1$. По этой причине функциональную зависимость $A(T)$ можно более реально описать не соотношением типа (5.1), а зависимостью

$$A(T) = \begin{cases} A_0 + bT; & T < T^* \\ A_{\max}; & T > T^* \end{cases}$$

где T^* - некоторая характерная для заданного материала температура.

Зависимости $T(t)$ и $A(T)$ в случае линейной (модельной) зависимости представлены на рис. 34.

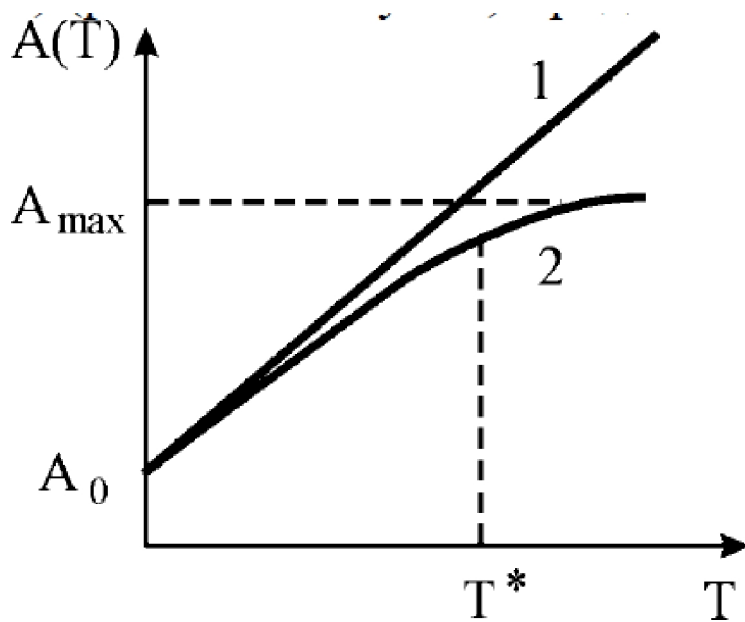


Рис. 34. Зависимость $A(T)$ без учета конечности поглощательной способности (1) и с учетом (2)

Можно аналитически решить и задачу о нагревании металла с учетом зависимости поглощательной способности материала от температуры T . При наличии отрыва температуры электронного газа T_e и от температуры решетки T_i имеем окончательно

$$T_{i0}(t) = T_0(t) = \frac{A_i}{b} \frac{\left(1 + \sqrt{1 + 4f_0 + 4f_0^2 \frac{a\tau_0}{\delta^2}}\right)}{\sqrt{1 + 4f_0 + 4f_0^2 \frac{a\tau_0}{\delta^2}}} e^{\mu t}$$

$$f_0 = \frac{q_0 \chi}{k} \delta = \frac{\delta}{l_{np}} \mu = \frac{a \left(1 + 2f_0 - \sqrt{1 + 4f_0 + 4f_0^2 \frac{a\tau_0}{\delta^2}}\right)}{2(\delta^2 - a\tau_0)}$$

где

$\tau_0 = c / \beta$ - время начала разогрева кристаллической решетки металла,

$\delta = 1/\alpha$ - толщина скин-слоя.

Учет температурной зависимости поглощательной способности металла от температуры приводит к заметному отличию в плотностях лазерных потоков, необходимых для достижения максимальной температуры поверхности к концу действия

импульса. Например, для серебра учет поправки снижает необходимые мощности потока

на 30% (с $q^* = 3 \cdot 10^{10} \text{ Вт/м}^2$ до $q^* = 9 \cdot 10^9 \text{ Вт/м}^2$).

Очевидно, что рост температуры поверхности не прекращается при достижении температуры плавления металла. При этом максимальная температура нагревания связана с началом интенсивного процесса испарения материала с поверхности, ибо в металлах поглощение лазерного излучения практически всегда происходит на поверхности. Верхняя температурная граница нагрева материала зависит от многих факторов: длительности лазерного импульса, подводимой мощности, условий фокусировка лазерного пучка, окружающей атмосферы, обычно

$$T_n \leq T^* < T_e$$

Оценки T^* можно провести следующим образом. Рассмотрим предельный случай мгновенного нагрева поверхностного слоя материала. В этом случае T^* можно определить из соотношения

$$(1 - R)q_0 = T^* S l_T \rho c \quad (5.4)$$

где S - площадь облучаемой поверхности, ρ - плотность, c - удельная теплоемкость металла, $T^* \approx \Delta T$ - изменение температуры расплава, R - коэффициент отражения, $l_T \sim \alpha^{-1}$.

Положим $q_0 \approx 1 \text{ Дж}$ (АИГ: Nd 3) (умеренные лазерные потоки)

$$R=0.9, \alpha^{-1} \approx 10^{-7} \text{ м}, \quad S \approx 10^{-4} \text{ м}^2, \quad \rho \approx 10^4 \text{ кг/м}^3, \quad c \approx 10^3 \text{ Дж/кгК}$$

Постановка этих числовых значений в (5.4) даст значение $T^* = 10^3 \text{ К}$, что совпадает с ранее сделанными оценками

Рассмотрим влияние температурной зависимости поглощательной способности при облучении области размером r_0 .

При постоянной поглощательной способности ($A_0 = A$) температура в центре области облучения на поверхности будет

$$T_0 = \frac{q_0 A r_0}{\lambda_s}$$

Если же

$$A = A_0 + bT_0$$

, то

$$T_0 = \frac{\frac{q_0 A_0 r_0}{\lambda_s}}{1 - \frac{q_0 b r_0}{\lambda_s}}. \quad (5.5)$$

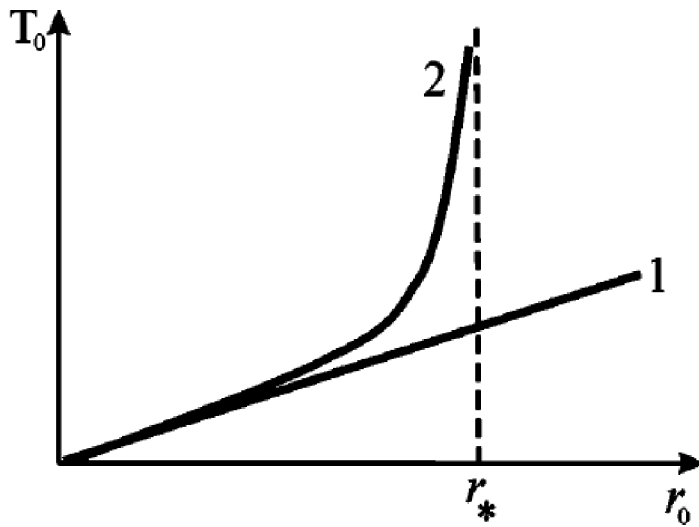


Рис. 35. Зависимость температуры от r при учете зависимости $A(T)$

Как следует из (5.5), возникает неустойчивость при $r \rightarrow r_*$,

$$r_* = \frac{\lambda_s}{q_0 b}$$

связанная с наличием зависимости $A(T)$, неустойчивость стационарного режима нагревания полупространства. Как видно из (5.5) и (5.6), при $r = r_*$ $T_0(r_*) \rightarrow \infty$. Точный расчет дает близкие результаты.

5.3.2. Нагрев окисляющихся металлов лазерным излучением.

Термохимическая неустойчивость

Изменение поглощательной способности металлов в результате термической активации поверхностного окисления существенным образом влияет на кинетику их лазерного нагрева на воздухе. Возникающие обратные связи между поглощением и разогревом (даже без учета пространственных эффектов), а также закономерности роста температуры здесь гораздо сложнее, чем при термооптических явлениях в металлах, поскольку химические процессы инерционны, а знак обратной связи зависит от толщины окисла и температуры и, в принципе, может меняться в течение светового воздействия. Первоначально эта обратная связь, как правило, положительна. Ее следствием является тепловая неустойчивость температурного поля, определяемого начальным поглощением в среде (низкотемпературного поля). Такая термохимическая неустойчивость возникает, когда в результате накопления продуктов реакции и дополнительного поглощения обратная связь между разогревом и поглощением становится столь сильной, что температура в зоне реакции лавинообразно нарастает. Результатом термохимической неустойчивости (см. рис. 38), в зависимости от плотности потока является либо переход к разогреву при максимальном значении поглощательной способности 1 А (высокотемпературному разогреву, кривые 1 и 2), либо разрушение (кривые 3). Термохимическая неустойчивость наблюдается при воздействии на металлы непрерывного излучения CO_2 -лазера.

Отметим некоторые общие особенности поведения температуры в рассматриваемых условиях. Если поглощательная способность системы металл–окисел изменяется во времени монотонно (как показано на рис. 36), то истинная кривая $T(\dots)$ в области неустойчивости представляет собой переходную кривую между двумя предельными режимами нагрева, соответствующими начальному (неокисленный металл) и конечному (массивный окисел) значениям поглощательной способности. При этом аррениусовская температурная зависимость скорости окисления приводит к тому, что сам переход резкий, занимает относительно малое время (см. рис. 36), а в основном (в особенности, до возникновения неустойчивости) ход температуры во времени близок к двум предельным режимам. Поэтому можно выделить два характерных случая: неустойчивость возникает раньше, чем за счет теплоотвода и теплопотерь в системе устанавливается квазистационарное температурное распределение при начальном

поглощении ($t_a < t_T$, см. кривую 3 на рис. 36-б), и наоборот ($t_a > t_T$, кривая 1 на том же рисунке)

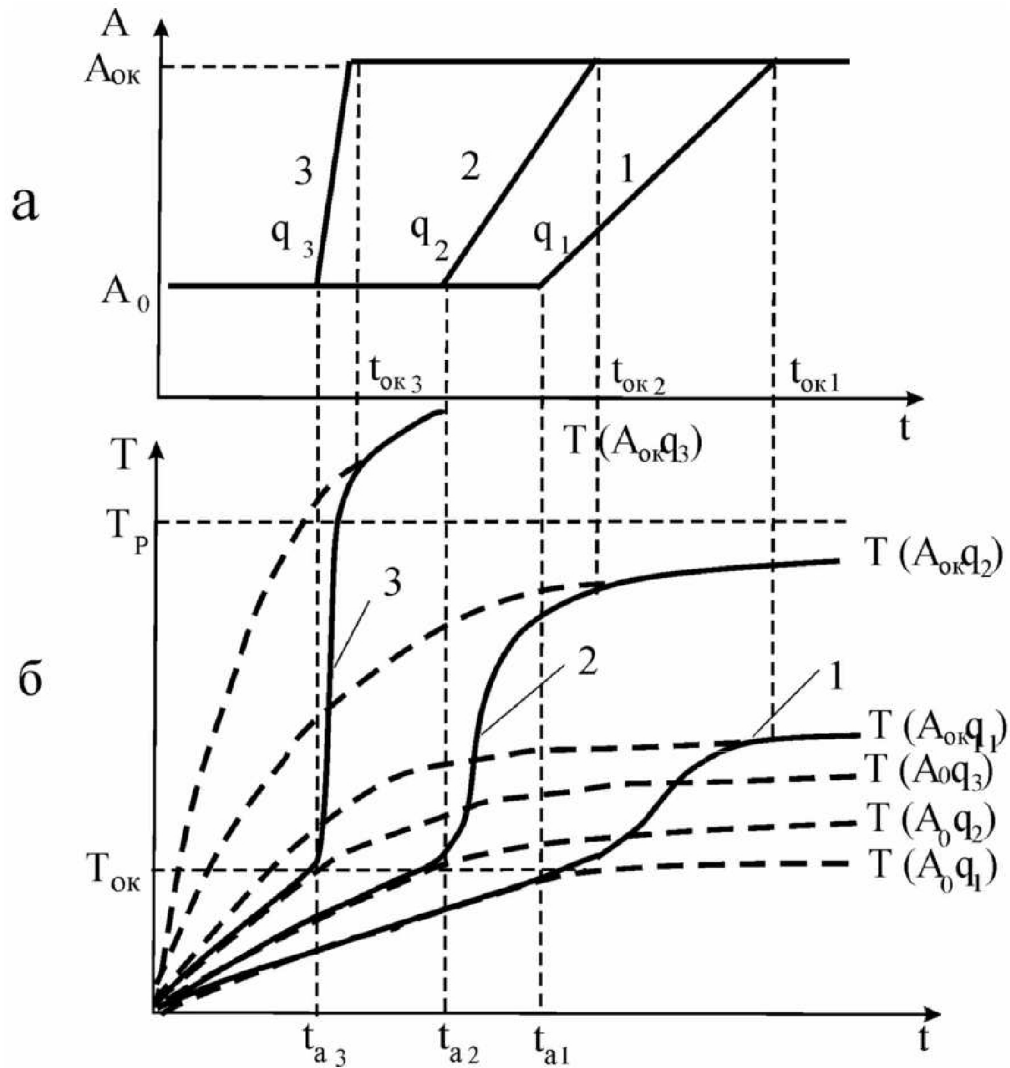


Рис. 36. Изменение поглощательной способности (а) и температуры (б) окисляющегося металла во времени при различных плотностях потоков $q_1 < q_2 < q_3$ (кривые 1, 2, 3 соответственно): t_T — время установления стационарной температуры при исходном поглощении A_0 ; t_a — время активации реакции (возникновения термохимической неустойчивости); t_y — время установления высокотемпературного режима нагрева $T_1(q, t)$ при максимальном поглощении A_1 .

Теоретический анализ термохимического механизма лазерного нагрева окисляющихся металлов и определение условий термохимической неустойчивости необходимо проводить при совместном решении уравнений теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} - a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$$

с начальным $T(z,0) = T_n$, и $T(\infty, t) = T_n$ и граничным условиями:

$$-k \frac{\partial T}{\partial z}(0, t) = q_0 A$$

И химической кинетики

$$\frac{db}{dt} = \frac{B_m}{b^m} e^{-\frac{T_a}{T}}$$

и электродинамики

$A(b) = A_0 (1 + \alpha_e b^l)$, записанное в виде связи поглотительной способности системы металл–окисел с толщиной окисного слоя b^l

Ряд особенностей в кинетику нагрева и поведение поглотительной способности системы металл–окисел вносят температурные изменения оптических постоянных окисла, связанные с ростом концентрации и плазменной частоты равновесных свободных носителей, вплоть до значений, свойственных области аномальной дисперсии вблизи точки плазменного резонанса. На рис. 36 б пунктиром показан ход такой зависимости во времени в процессе нагрева металла излучением постоянной плотности (рис. 36, г). Сначала на поверхности образуется прозрачный окисел, и первая осцилляция поглотительной способности и температуры обусловлена интерференционными явлениями в нем. При последующем разогреве из-за резкого роста концентрации носителей окисный слой быстро теряет прозрачность и вторая осцилляция поглотительной способности имеет совершенно иную природу - она связана с термически активированными явлениями аномальной дисперсии в оптически толстом окисле. Это необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных зависимостей $A(t)$ и определении с их помощью оптических и термохимических константа окисла.

Наряду с периодическими замедляющимися пульсациями поглотительной способности и температуры теория лазерного нагрева окисляющихся металлов предсказывает учащение осцилляций поглотительной способности, если температура поверхности монотонно возрастает (например, вследствие малости теплоотвода) при этом скорость окисления, определяемая активационной экспонентой, непрерывно увеличивается. Один из таких режимов нагрева термически тонкой металлической пластины, рассчитанный на ЭВМ с учетом электронного поглощения интерференционных явлений в растущем окисле, а также радиационного теплообмена, иллюстрируется рис. 37.

Вместе с тем, высокотемпературное окисление на воздухе становится неактивированным процессом, так как лимитируется газофазной диффузией кислорода, его скорость перестает зависеть от температуры. Это радикально влияет на кинетику высокотемпературного нагрева металла, причем существенно упрощается соответствующее теоретическое рассмотрение, так как химическая, оптическая и теплофизическая части задачи могут быть решены отдельно в указанной последовательности.

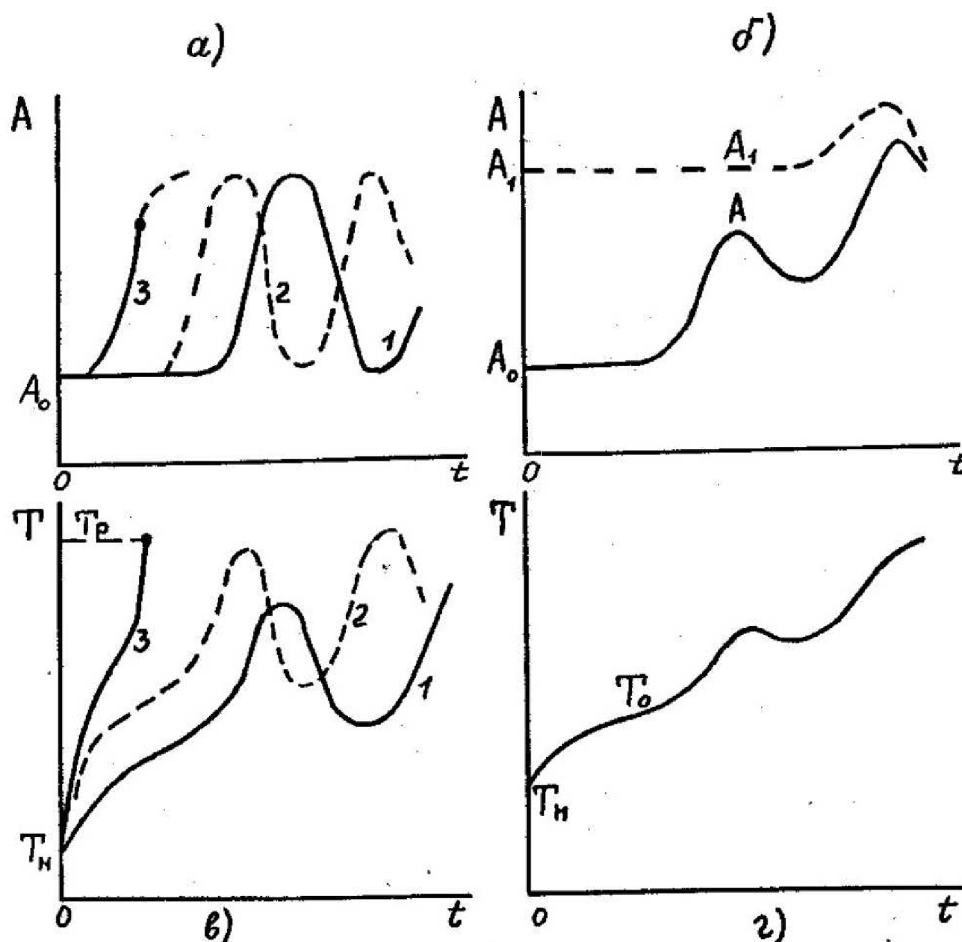


Рис. 37. Зависимости поглощательной способности A (а, б) и температуры T (в, г) окисляющегося металла от времени нагрева t непрерывным излучением при различных плотностях светового потока (кривые 1–3): а, в — для прозрачного окисла; б, г — с учетом температурной зависимости оптических постоянных для первоначально прозрачного окисла; T_i — начальная температура; T_0 — стационарная температура при исходном поглощении A_0 ; T_p — температура разрушения; A_1 — поглощательная способность массивного окисла. При переходе от кривых 1 к кривым 3 плотность падающего светового потока возрастает.

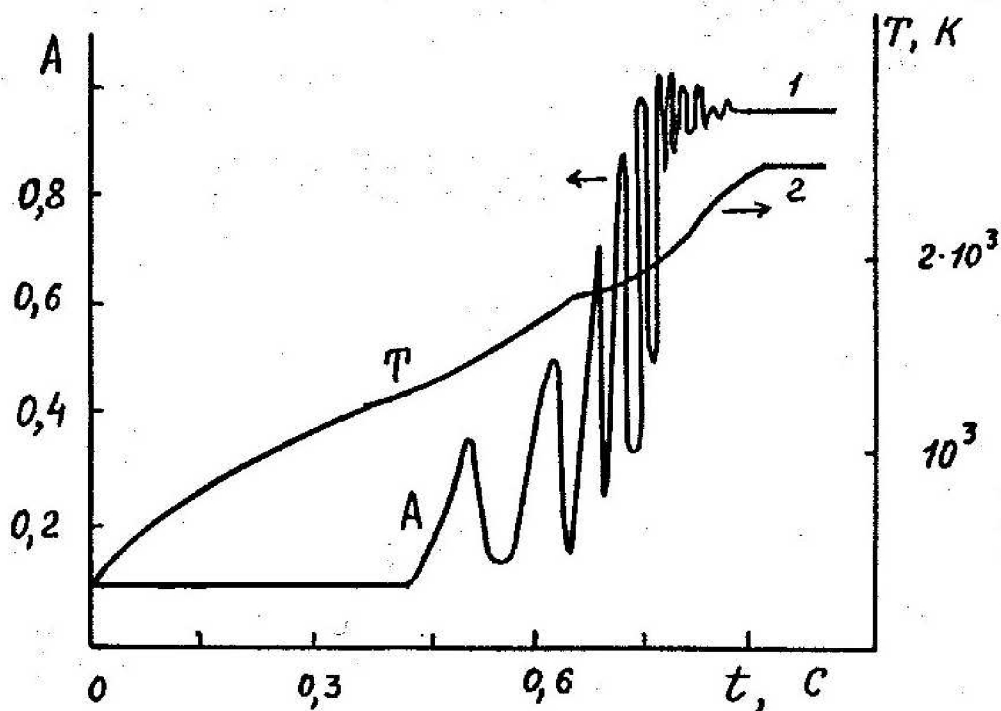


Рис. 38. Изменение поглотительной способности (A) и температуры (T) титановой пластины толщиной 50 мкм при нагреве на воздухе излучением CO₂- лазера при плотности падающего потока 0.5 кВт/см². Расчет на ЭВМ с учетом электронного поглощения в окисле ($N_0 = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $T_c = 12000 \text{ К}$, $n_2 = 2$) и радиационных потерь.

5.3.3. Экзотермические эффекты при импульсном лазерном воздействии на металлы

Наряду с ростом поглощения при окислении металлов, еще одним важным фактором, определяющим закономерности и специфику термохимического механизма взаимодействия с ними лазерного излучения, является экзотермичность реакции. Трудность обнаружения экзотермических эффектов при импульсном облучении окисляющихся металлов связана с тем, что в обычных условиях дополнительный тепловой поток от химической реакции $q_r = Gs$ мал по сравнению с используемым для нагрева металла падающим световым потоком q_0 . Вместе с тем, для металлов с большим тепловым эффектом окисления, а также для каталитического окисления на поверхности металлического катализатора экзотермичность реакции при ее протекании с высокой скоростью в течение импульса проявляется в тепловом последствии и может существенно изменить его характер.

На рис. 39 приведены зависимости температуры от времени центра зоны облучения титановой пластины толщиной 50 мкм при различных плотностях энергии излучения (Q_0) импульса свободной генерации неодимового лазера ($t_u = 1.3$ мс). Видно, что при $Q_0 > 50$ Дж/см² (кривая 3) температура образца продолжает повышаться и после окончания светового воздействия. Это можно объяснить только экзотермичностью окисления, тепловой эффект которого оказывается достаточным для покрытия всех видов теплопотерь. Вместе с тем эти зависимости показывают, что через несколько десятков миллисекунд возникшее горение начинает затухать (кривые 3, 4 на рис. 39, б). Это естественно связать с обеднением приповерхностного слоя воздуха кислородом и малой эффективностью диффузионного механизма его притока к образцу. Другой возможный механизм затухания горения титана в конденсированной фазе – испарение металла и образующегося окисла с оттеснением воздуха от поверхности образца – не реализуется, так как температура в зоне реакции во всех режимах воздействия меньше температуры кипения T_b титана и его окислов.

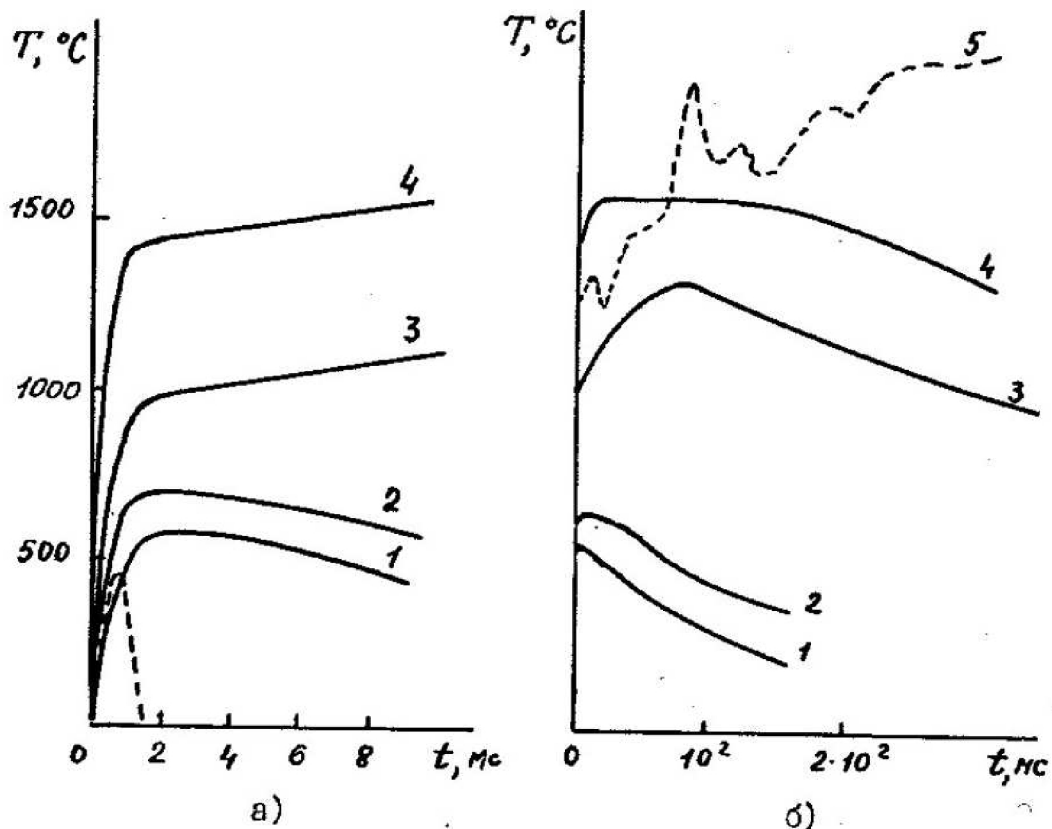


Рис. 39. Зависимости температуры от времени в центре зоны облучения титановой пластины толщиной 50 мкм, нагреваемой импульсом излучения неодимового лазера длительностью 1.3 мс при различных плотностях энергии Q_0 в неподвижном воздухе (1–4) и при обдуве (5): 1 — $Q_0 = 35$ Дж/см²; 2 — 40; 3 — 50; 4,5 — 75; а — ранние

моменты времени; б — поздние моменты времени. Пунктиром на рис.3.24–а показана форма импульса излучения.

Характер протекающих процессов резко меняется при импульсном облучении термически тонкой пластины в воздушном потоке, когда при $T > T_b$ возможно незатухающее горение термически тонкого металлического слоя (рис. 39, б, кривая 5). Область горения в таком режиме постепенно (со скоростью до 1 см/с) распространяется за пределы светового пятна, внутри которого была инициирована импульсная реакция, и сам процесс горения становится автоволновым. Рассмотрим условия импульсного воспламенения термически тонкой металлической пластины теоретически. Как известно, в отсутствие пространственных перепадов температуры воспламенение происходит при таком значении $T = T_f$, когда тепловой поток от реакции q_s полностью компенсирует теплотери образца $F(T)$ в момент окончания светового импульса:

$$q_r = Gs(T_f) = F(T_f)$$

Если считать, что окисление металла подчиняется обобщенному степенному закону, то толщина окисной пленки к моменту окончания импульса $b(t_u) = b_0$ и скорость окисления s_0 в этот момент могут быть выражены через эквивалентное время изотермического окисления при максимальной температуре $T = T_m$ следующим образом:

$$b_0^{m+1} = (m+1)B_m e^{-\frac{T_a}{T_m} t_e(T_m)}; s_0 = \left[\frac{B_m}{(m+1)\gamma_e} \right]^{\frac{m}{m+1}} e^{-\frac{T_a}{(m+1)T_m}}$$

Где

$$T_m = T_n + \frac{Q}{ch}; Q = \int_0^{t_u} q_0(t)A(t)dt$$

Для прямоугольного светового импульса, когда $t_e = T_m^2 / T_a T'$, при $T_m > 3T_n$ и

$$t_e \approx t_u T_m / T_a$$

$$s_0 \approx B_m^{\frac{1}{m+1}} \left[\frac{T_a}{(m+1)t_u T_m} \right]^{\frac{m}{m+1}} \exp \left[- \frac{T_a}{(m+1)T_m} \right]$$

Для наиболее распространенного, параболического закона окисления ($m=1$) можно найти приближенное значение температуры воспламенения:

$$T_f \approx T_a / 2 \ln(g \ln^{9/2} g)$$

$$g = G \sqrt{B_1} / \sigma T_a^4 \sqrt{2t_u}$$

Например, для титана при $\tau = 1$ мс величина T_f составляет 1000–1200 К в зависимости от экзотермичности реакции (при изменении G от 46 до 5 кДж/см³). Необходимо, однако, подчеркнуть, что определенные здесь значения T_f представляют собой минимальные температуры воспламенения, поскольку при оценках не учтены теплопроводностные потери за пределы светового пятна, играющие существенную роль в тепловом балансе во многих реальных экспериментах.

Температура воспламенения зависит от длительности импульса и логарифмически уменьшается по мере его укорочения. Эта неочевидная особенность является прямым следствием параболического закона окисления ($b'_t = B_1(T)/b$), при котором тепловой эффект реакции тем больше, чем тоньше слой окисла, образовавшегося к моменту достижения температуры T_f . Естественно, что такая закономерность сохраняется до определенных значений τ , пока нагрев образца можно рассматривать в приближении термически тонкой пластины:

$$\tau > 4h^2/a$$

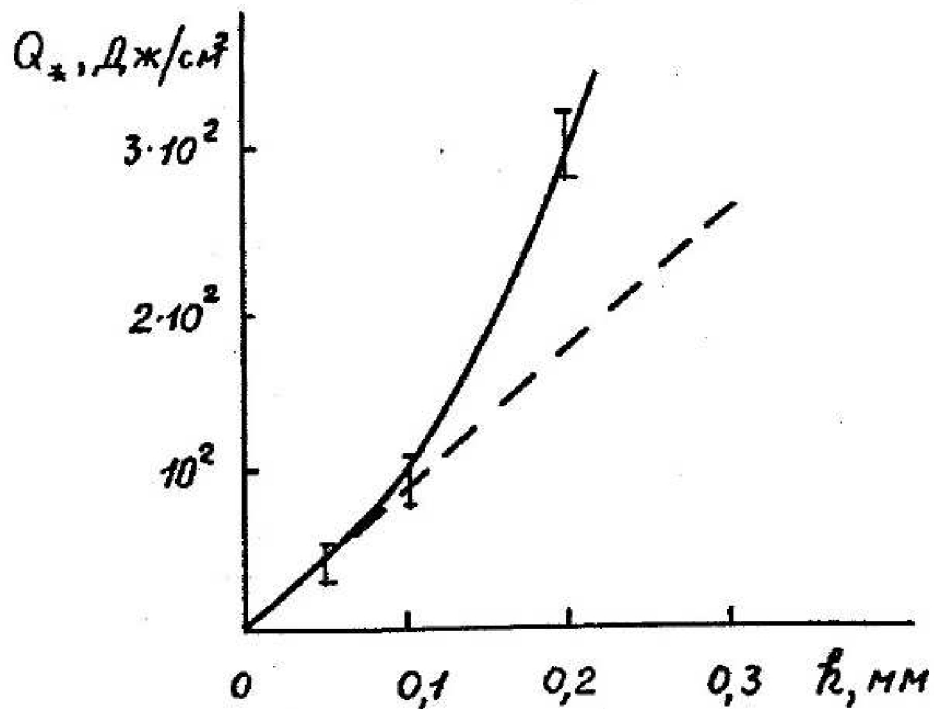


Рис. 40. Зависимость пороговой плотности энергии Q^* в импульсе излучения неодимового лазера длительностью 1,3 мс, необходимой для воспламенения титановой пластины, от ее толщины h .

При отклонении от этого условия, имеющем место при исследовании воспламенения термически толстых слоев металла, определяющим механизмом теплоотвода становится теплопроводность в глубь образца. Пороговая плотность энергии здесь сверхлинейно растет с толщиной пластины (рис. 40), причем воспламенение возможно до тех пор (при данной длительности импульса), пока пороговая температура ниже температуры кипения металла.

Тема 6. Лазерное разрушение поглощающих материалов

6.1 Общая характеристика механизмов лазерного разрушения

Использование лазерных технологий, как и многих других, во многих практических случаях ставит своей конечной целью разрушение материала. Так, наиболее распространенной в машиностроении при традиционной обработке металлов операцией является резание.

При воздействии лазерного излучения с плотностью мощности, превосходящей некоторое критическое значение sq , по прошествии некоторого времени, зависящего, в основном, от свойств материала, материал начинает разрушаться. Следует отметить, что термин "разрушение" при воздействии лазерного излучения на материалы достаточно условен. Это связано с тем, что процесс разрушения является многостадийным. Кроме того, как непосредственно в зоне облучения поверхности, так и в области, прилегающей к поверхности материала, протекают физические процессы, вызывающие необратимые изменения в веществе, обусловленные процессами диффузии, адсорбции и десорбции, генерации дефектов и т.п. Следует отметить, что в окончательный процесс разрушения материалов вносят вклад предшествующие этапы, которые протекают при нагреве металла до температуры разрушения. На первоначальных стадиях разогрева следует отметить вклад в процессы разрушения следующих факторов: инициируемых лазерным излучением термомодеформаций (упругих, пластических и вязкоупругих), химических реакций (окисление и разложение), стимулирование миграции дефектов в глубь материала и т.п.

При достижении в зоне воздействия температуры плавления кристаллические материалы расплавляются и в глубь материала начинает перемещаться фазовая граница жидкость - твердое тело. При продолжении воздействия лазерного излучения происходит дальнейшее повышение температуры, вплоть до следующей критической температуры разрушения – кипения, при которой начинается испарение. Скорость испарения достигает своего максимального значения при стационарной температуре испарения, когда скорость фазовых границ плавления и испарения совпадают.

Отметим, что процессом разрушения можно управлять не только изменением плотности мощности лазерного излучения и временем воздействия его на материалы, но и состоянием поверхности материала, поскольку его поглощательная способность зависит от температуры, состояния парогазовой плазмы вблизи поверхности и т.д.

6.2 Механическое низкотемпературное разрушение хрупких материалов

При лазерном воздействии в обрабатываемом материале в результате формирования локального теплового поля и отсутствия свободного расширения нагретых областей материала возникают термонапряжения. Эти напряжения могут превысить предел прочности материала и привести к его разрушению, что часто происходит при лазерной обработке стекла и других хрупких материалов. Величина термонапряжений, возникающих при лазерной обработке, определяется локальным перегревом и упругими и реологическими свойствами материала. На величине напряжений сказывается также локальное изменение объема, связанное с изменением структуры материала при нагревании. Обычно это дополнительное изменение объема учтено в экспериментально определенной зависимости коэффициента теплового расширения от температуры.

6.2.1 Разрушение упругими напряжениями

При лазерной обработке хрупких материалов их разрушение происходит обычно под действием упругих напряжений (во время обработки) поскольку предел прочности таких материалов лежит, как правило, ниже температур появления вязкоупругих или пластических деформаций. Однако разрушение может произойти и под действием остаточных напряжений (после обработки), которые возникают в результате формирования вязкоупругих или пластических деформаций, снижающих величину действующих во время цикла нагревание-охлаждение напряжений. В тех случаях, когда во время действия лазерного излучения не происходит релаксации напряжений, упругие напряжения в материале после окончания цикла нагревание-охлаждение полностью исчезают.

Устойчивость материала к действию термоупругих напряжений характеризуют максимальной величиной локального перегрева T_1 , при котором разрушение еще не происходит. Локальный перегрев T_1 и, следовательно, величину термоупругих напряжений можно уменьшить, применив предварительный равномерный подогрев обрабатываемого материала.

Рассмотрим поведение упругих напряжений при лазерном локальном нагревании.

При сложноподвижном состоянии изотропного материала связь между компонентами напряжений и деформаций определяется обобщенным законом Гука, который для хрупких материалов применим при всех нагрузках, так как предел их прочности лежит обычно ниже предела пропорциональности.

Максимальные напряжения в материале возникают при плоской деформации, когда существуют только три главных составляющих тензора деформаций: ε_{rr} , $\varepsilon_{\varphi\varphi}$ и ε_{zz} .

Для цилиндрической системы координат связь между деформациями и напряжениями в этом случае описывается следующими уравнениями:

$$\varepsilon_{rr} = \frac{1}{E_M} [\sigma_{rr} - \mu_p (\sigma_{\varphi\varphi} + \sigma_{zz})] + \alpha_T T \quad (6.1)$$

$$\varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{1}{E_M} [\sigma_{\varphi\varphi} - \mu_p (\sigma_{rr} + \sigma_{zz})] + \alpha_T T \quad (6.2)$$

$$\varepsilon_{zz} = \frac{1}{E_M} [\sigma_{zz} - \mu_p (\sigma_{rr} + \sigma_{\varphi\varphi})] + \alpha_T T \quad (6.3)$$

(E_M - модуль Юнга, μ_p - коэффициент Пуассона, α_T - коэффициент теплового расширения, σ_{ii} - главные составляющие тензора напряжений, $i = r, z, \varphi$) Для удобства дальнейших вычислений введем функцию напряжений, определяемую следующим образом:

$$\sigma_{rr} = \Psi/r \quad (6.4)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \partial\Psi/\partial r \quad (6.5)$$

При плоской деформации $\varepsilon_{zz} = 0$. Следовательно (6.3) примет вид

$$\sigma_{zz} = \mu_p (\sigma_{rr} + \sigma_{\varphi\varphi}) - \alpha_T E_M T \quad (6.6)$$

Уравнение неразрывности для деформаций связывает их компоненты следующим образом:

$$r(\partial\varepsilon_{\varphi\varphi}/\partial r) + \varepsilon_{\varphi\varphi} - \varepsilon_{rr} = 0 \quad (6.7)$$

Подставляя в (6.7) выражения для величин, входящих в (6.1), (6.2), (6.4) и (6.5), получаем уравнение для функции напряжения:

$$\frac{d^2\Psi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Psi}{dr} - \frac{\Psi}{r^2} = -\frac{\alpha_T E_M}{1 - \mu_p} \frac{dT}{dr} \quad (6.8)$$

Интегрирование уравнения (6.8) позволяет вычислить функцию напряжения:

$$\Psi = -\frac{\alpha_T E_M}{1 - \mu_p} \frac{1}{r} \int T r dr + \frac{C_1 r}{2} + \frac{C_2}{r}$$

Постоянные интегрирования определяются условиями $\sigma_r = 0$ при $r = g$ и $r \rightarrow \infty$.

($g = b(z)$) При таких граничных условиях $C_1 = 0$ и $C_2 = 0$. Следовательно,

$$\Psi = -\frac{\alpha_T E_M}{1 - \mu_p} \frac{l}{r} \int_{\xi}^r T r dr$$

Теперь, используя выражения (6.4), (6.5) (6.6), можно найти выражения для всех составляющих тензора напряжений:

$$\sigma_r = \frac{\alpha_T E_M}{1 - \mu_p} \frac{l}{r^2} \left(- \int_{\xi}^r T r dr \right)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \frac{\alpha_T E_M}{1 - \mu_p} \frac{l}{r^2} \left(\int_{\xi}^r T r dr - T r^2 \right)$$

$$\sigma_{zz} = -\frac{\alpha_T E_M}{1 - \mu_p} T$$

Предполагается, что к границам материала не приложено никаких внешних сил.

Из трех перечисленных компонент напряжений наибольшую опасность представляет азимутальная составляющая $\sigma_{\varphi\varphi}$, так как она может изменить знак, то есть стать растягивающей, а предел прочности материалов на растяжение значительно меньше, чем на сжатие. (Сжимающие напряжения отрицательны, растягивающие – положительны.) Поэтому при нагревании материала, когда лазерное излучение сфокусировано в пятно круглого сечения, появляются трещины, окружающие область облучения.

Для нестационарных температурных полей используют решения задач упругости для стационарного температурного поля, поскольку при не "быстрых" изменениях температуры можно не учитывать динамические эффекты. Это приводит к параметрическому учету зависимости температуры от времени.

Проанализируем разрушение стекол термоупругими напряжениями, возникающими при лазерном воздействии. Этот механизм разрушения реализуется при термораскалывании стекол. Следует отметить, что подобный анализ дает лишь качественную картину, поскольку в этих расчетах не учтены зависимости свойств стекол от температуры и процессы релаксации напряжений за счет возникновения вязкоупругих деформаций, кроме того, сами уравнения напряженного состояния приближенные.

Температурное поле в пластине при нагревании движущимся круговым тепловым источником имеет вытянутую в направлении движения форму. Поэтому при качественном анализе можно использовать распределение напряжений, возникающее при нагревании до постоянной температуры прямоугольной области размером $2l \times 2b$. Нагретая область действует как клин. Напряжения, перпендикулярные длинной стороне прямоугольника, могут стать растягивающими. Поэтому проведем анализ именно этих напряжений. Разрушение материала произойдет при его прогреве на достаточную глубину, когда предел прочности будет превышен напряжениями в некотором объеме, следовательно, разрушение произойдет с запаздыванием по отношению к положению движущейся зоны облучения.

Систему координат, связанную с движущимся тепловым источником расположим так, что ось X будет направлена по направлению движения зоны облучения (см. рис. 41). В этой системе координат перпендикулярно к направлению движения действуют напряжения σ_{yy} .

Величина напряжений σ_{yy} связана с температурным полем следующим образом:

$$\sigma_{yy} = -\frac{\alpha_T T_m E_M}{(1 - \mu_p)} [(\theta_1 - \theta_2) - (\theta_3 - \theta_4)]$$

$$\theta_1 = \arctg[(y - b)/(x - l)], \quad \theta_2 = \arctg[(y + b)/(x - l)], \quad \theta_3 = \arctg[(y - b)/(x + l)],$$

$$\theta_4 = \arctg[(y + b)/(x + l)], \quad T_m - \text{максимальная температура в области обработки.}$$

Напряжения σ_{yy} будут максимальны при $y = 0$. Внутри прямоугольной области, при $|x| < l$, напряжения будут сжимающими. Для них справедливо выражение:

$$\sigma_{yy}(x, 0) = -\frac{2\alpha_T T_m E_M}{(1 - \mu_p)\pi} \left(-\arctg \frac{b}{x - l} + \arctg \frac{b}{x + l} \right)$$

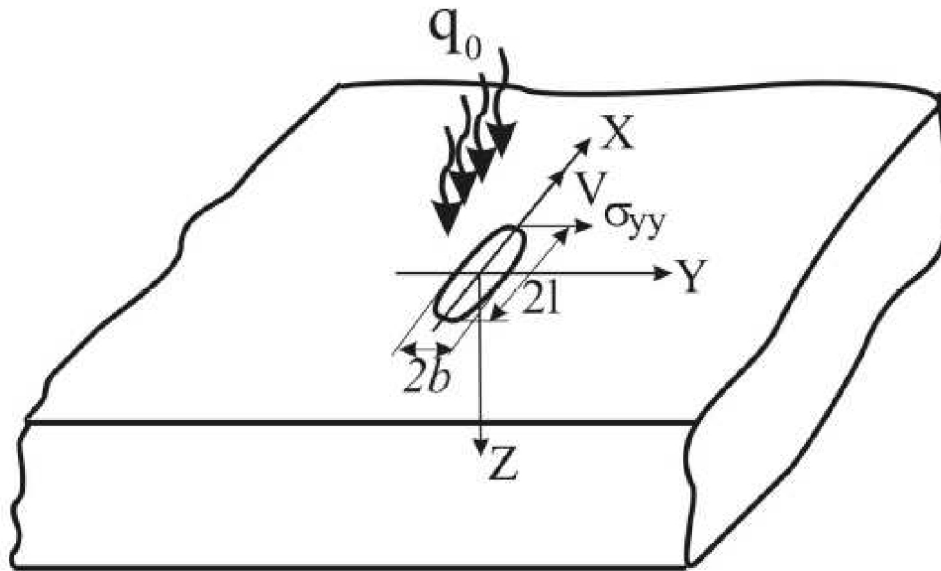


Рис. 41. Схема движения лазерного луча при обработке стекол

На границе области $x = l$ происходит скачкообразное изменение знака напряжений – при $|x| > l$ они становятся положительными (растягивающими):

$$\sigma_{yy}(x,0) = -\frac{2\alpha_T T_m E_M}{(1-\mu)\pi} \left(-\operatorname{arctg} \frac{b}{x-l} - \operatorname{arctg} \frac{b}{x+l} \right)$$

Чем больше скорость движения лазерного пучка по поверхности, тем больше тепловое поле вытянуто по направлению движения, тем больше эти напряжения. Растягивающие напряжения будут максимальны непосредственно вблизи границы, при $x_+ \rightarrow l$

$$\sigma_{yy}(l_+,0) = \frac{2\alpha_T T_m E_M}{(1-\mu_p)\pi} \left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \frac{b}{2l} \right)$$

При $b/2l \ll 1$, ($V \gg a/r_0$), когда $\operatorname{arctg}(b/2l) \rightarrow 0$

$$\sigma_{yy}(l_+,0) \approx \frac{2\alpha_T T_m E_M}{(1-\mu_p)\pi} \quad (6.9)$$

Из выражения (6.9) можно определить термостойкость стекла T_t : минимальную температуру в области нагревания, при которой возникают термоупругие напряжения, превышающие предел прочности стекла на растяжение σ_p .

$$T_t \sim \frac{\sigma_p (1-\mu_p)}{\alpha_T E_M} \quad (6.10)$$

Для кварцевого стекла модуль упругости $E_M \approx 7,3 \cdot 10^{10}$ Н/м²; плотность $\rho \approx 2200$ кг/м³; предел прочности при сжатии $\sigma_c \approx 2,94 \cdot 10^9 - 3,9 \cdot 10^9$ Н/м²; предел прочности на растяжение $\sigma_p \approx 9,8 \cdot 10^7 - 1,14 \cdot 10^8$ Н/м²; температурный коэффициент линейного расширения α_T в диапазоне температур $100^\circ\text{C} \approx 40 \cdot 10^{-6}$ 1/К, при $500^\circ\text{C} - \alpha_T \approx 45 \cdot 10^{-6}$ 1/К.

Используя приведенные выше значения для $E_M, \alpha_T, \sigma_p \approx 9,8 \cdot 10^7$ Н/м², получим оценку термостойкости плавленого кварца по минимуму $T_i \approx 1200^\circ\text{C}$, поскольку она ориентирована на превышение предела прочности только в одной точке пластины стекла.

Для оценки термостойкости по максимуму следует найти условия, при которых термоупругие напряжения на обрабатываемой и противоположной поверхностях пластины стекла превышают предел прочности одновременно. Рассмотрим температурное поле изотропной пластины, нагреваемой движущимся поверхностным круговым тепловым источником. Максимальную температуру поверхности при движении теплового источника радиуса r_0 со скоростью V и поглощенной плотностью мощности q в квазистационарном приближении можно оценить из выражения

$$T \approx 1,8q \left(\frac{r_0}{\pi \lambda_s \rho c V} \right)^{\frac{1}{2}},$$

где: λ_s - теплопроводность, ρ - плотность, c - теплоемкость материала. Максимальную температуру на обратной (тыльной) стороне обрабатываемой пластины можно оценить, используя выражение:

$$T(y_0, z_0, t) = \frac{2p \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right)}{Vc\rho(4\pi at)^{1/2} \left[4\pi a \left(t + \frac{r_0^2}{4a}\right)\right]^{1/2}},$$

где: y_0, z_0 - координаты рассматриваемой точки, лежащей в плоскости yOz (рис. 41), t - время, отсчитываемое от момента, когда центр теплового источника пересекает плоскость yOz , a - температуропроводность материала пластины, p - мощность лазерного излучения в зоне облучения. При равномерном распределении лазерного излучения по

области облучения $P = Sq$ (S – площадь области облучения, при круглом пятне – $P = \pi r_0^2 q$), $y=0, z=h$ (h – толщина пластины).

Максимальная температура тыльной поверхности T_m будет достигнута через некоторое время после прохождения луча. Это время t_m можно определить из условия $dT(h)/dt = 0$. При $h \sim r_0, t_m \sim h^2/4a$. Тогда для $T_m(0, h)$ получим:

$$T_m(0, h) \approx \frac{\sqrt{2} p e^{-1}}{V c \rho h \pi \sqrt{h^2 + r_0^2}}$$

Исходя из того, что температура $T_m(0, h)$ должна быть больше чем термостойкость T_t и что $P \sim \pi r_0^2 q$, можно получить вторую оценку для режима термораскалывания

$$\frac{q}{V} > \frac{T_t c \rho h (h^2 + r_0^2)^{3/2}}{\sqrt{2} e^{-1} r_0^2} \quad (6.11)$$

Итак, используя выражения (6.10), (6.11), можно определить плотность мощности лазерного излучения и скорость движения области лазерного воздействия, при которых произойдет термораскалывание.

При $\lambda = 1.2$ Вт/мК, $\rho = 2,2 \cdot 10^3$ Кг/м³, $c = 1074$ Дж/кгК, $a = 0,9 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $r_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ м, $h = 3 \cdot 10^{-3}$ м, $T_p = 900$ °С, $T_t = 1200$ °С получим: $q > 1,1 \cdot 10^7$ Вт/м², $V < 7,5 \cdot 10^{-3}$ м/с.

6.2.2 Разрушение остаточными напряжениями

Порог усталостного разрушения хрупких материалов много меньше порога разрушения их растягивающими напряжениями σ_p , поэтому наибольшую опасность при лазерной обработке представляют остаточные напряжения. В зависимости от величины остаточных напряжений разрушение заготовки может произойти как практически сразу после окончания обработки, так и спустя некоторое время (минуты, часы, дни, месяцы). Основной причиной возникновения остаточных напряжений в стекле при лазерной обработке является релаксация напряжений во время цикла нагревание-охлаждение.

Достаточно легко оценить величину остаточных напряжений в случае, когда во время лазерного воздействия происходит полная релаксация напряжений: их величина будет равна величине упругих при максимальной температуре, но они изменят знак – станут растягивающими. Можно также предположить, что вязкость стекла при нагревании скачком уменьшается до значения соответствующего максимальной температуре и сохраняется некоторое время на постоянном уровне. Тогда величину остаточных напряжений можно оценить по величине релаксации напряжений.

Первый случай соответствует высоким температурам нагревания стекла, когда вязкость мала, либо временам нагревания много большим, чем характерное время релаксации напряжений $\Theta = \eta/G$, где η – вязкость материала, G – модуль сдвига.

Второй – более общий случай. Он может быть применен для оценок остаточных напряжений и при кратковременном нагревании до температур значительно ниже температуры размягчения стекла, когда времена нагревания сравнимы с характерным временем релаксации Θ . В обоих случаях оценки получаются завышенными.

Для более точной оценки величины остаточных напряжений, возникающих в результате лазерного воздействия, необходимо учитывать изменение времени релаксации $\Theta = \eta/G$ при изменении температуры. Учет этой зависимости приводит к значительному усложнению задач термовязкоупругости.

На рис. 42 приведены характерные зависимости величины остаточных напряжений от расстояния до центра области облучения r при облучении круглым пятном радиуса r_0 . Видно, что величины остаточных напряжений максимальны в центре зоны воздействия лазерного излучения, причем σ_{rr} везде растягивающие, а $\sigma_{\varphi\varphi}$ меняют знак. При $r = r_0$

остаточные напряжения практически равны нулю, то есть они действуют в области, ограниченной зоной воздействия лазерного излучения.

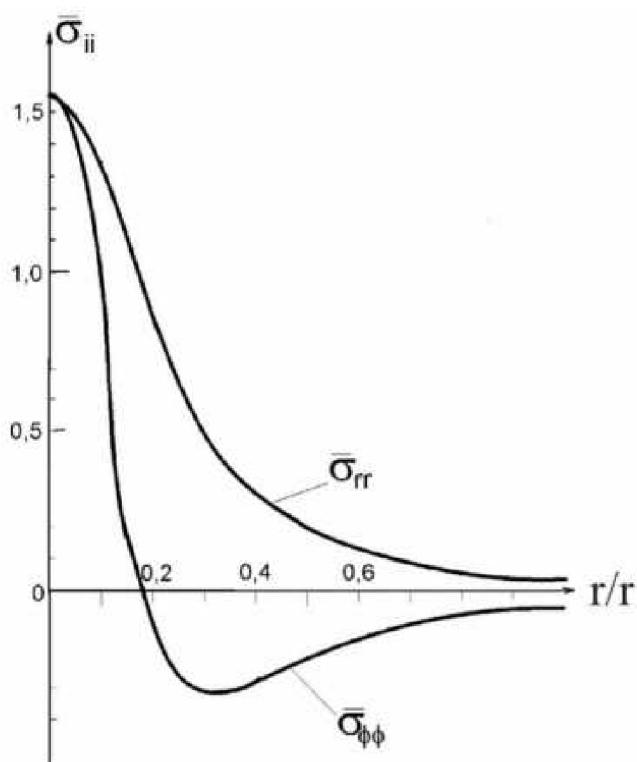


Рис. 42. Зависимость приведенных остаточных напряжений $\bar{\sigma}_{ii}$ от r/r_0 при $B/T_m = 20$, $\mu = 0,2$

Максимальные напряжения можно оценить следующим образом:

$$\sigma_{rr} \approx \sigma_{\phi\phi} = \frac{G\sqrt{2\pi}}{A\sqrt{\frac{c\rho h G B e}{\tau^3 A q_0}}} E\alpha \frac{A q_0 \tau}{c\rho h e} \frac{1+\mu}{12} e^{-\frac{B}{T_m}} \quad (6.1)$$

Из (6.1) следует резкая зависимость остаточных напряжений от времени облучения ($\sigma_{rr}, \sigma_{\phi\phi} \sim \tau^{5/2}$), что наблюдается в экспериментах.

6.3. Высокотемпературные механизмы с участием испарения

Основным механизмом поверхностного разрушения материалов является испарение. Однако разрушение материала под действием лазерного излучения не ограничивается только испарением. При плотностях потоков $q \geq 10^{12}$ Вт/м² происходит разрушение за счет ударной волны, выноса расплава под действием давления отдачи пара или его вскипания и т.д.

Давление отдачи паров может достигать десятков атмосфер (кг/см²). При этих давлениях расплав может быть удален с поверхности материала в виде брызг, что отчетливо наблюдается в эксперименте («вымывание» расплава).

В условиях эксперимента возможно отдельное наблюдение капель жидкой фазы, выносимых в результате процессов объемного вымывания и парообразования. Это обусловлено тем, что при вымывании разлет капель происходит преимущественно под некоторым углом к поверхности зоны воздействия, в то время как процессы объемного парообразования приводят к разлету капель по нормали к поверхности расплава.

Рассмотрим роль объемного парообразования при разрушении непрозрачных материалов при воздействии лазерного излучения с плотностью потока $\bar{q}_0 > 10^6 \text{ Вт/см}^2$.

Для сред, не содержащих центров парообразования (загрязнений, примесей, газов и дефектов структуры), объемное (спонтанное) парообразование может играть заметную роль только при температурах порядка $0,3E/k$ (E - энергия связи атомов вещества, k - постоянная Больцмана). Эта величина для типичных металлов достигает десятков тысяч градусов. Роль объемного (спонтанного) парообразования мала.

В реальных условиях парообразование происходит на искусственных центрах (скопления примесей, неметаллические включения, растворенные газы и т.п.).

Критический размер r^* пузырька, превысив который он (пузырек) становится устойчивым, то есть не может схлопнуться, но может расти, находится из условий устойчивости:

$$p = p_i + 2\sigma_s / r^*; \quad p = p' \exp\left(-\frac{2\sigma_s V^*}{kTr^*}\right)$$

где V_p – объем пузырька пара; V^* – критический объем пузырька; p – давление пара в пузырьке; p_i – внешнее давление; p' – давление в жидкости; σ_s – коэффициент поверхностного натяжения.

Максимальный размер пузырька не может быть больше толщины слоя расплава, которая изменяется от сотен до единиц микрометра. Рост пузырька в объеме равномерно нагретой жидкости происходит пропорционально $t^{1/2}$:

$$r(t) = \frac{2Vc_p \gamma' \Delta T \sqrt{\pi at}}{\pi L_e \gamma''}$$

где γ' – удельный объем жидкости; γ'' – удельный объем пара при данной температуре; c_p – удельная теплоемкость; ΔT – величина перегрева; V – постоянная,

близкая к 1,7. По оценкам размер пузырька в расплаве меди при $q_0 = 10^6 - 10^7$ Вт/см² составляет $10^{-5} - 10^{-6}$ см.

Для каждого пузырька в зависимости от величины q_0 существует свое время жизни τ_e . Зависимость времени жизни отдельного пузырька от плотности мощности лазерного излучения (для меди) приведена на рис. 43.

Увеличение плотности мощности лазерного излучения и сокращение длительности импульса приводит к уменьшению толщины зоны расплава, повышению температуры в приповерхностном слое и уменьшению времени жизни зародышевых пузырьков. Это означает, что искусственные центры парообразования перестают играть заметную роль по сравнению со спонтанными. Роль объемного парообразования в процессах выноса вещества будет снижаться (продолжительность импульса меньше, чем время жизни пузырька).

Упомянем о газодинамической модели разрушения. Эта модель практически не анализирует конденсированную среду, на поверхности которой происходит испарение. Основой такого подхода к описанию процесса разрушения является тот факт, что при высоких плотностях лазерных потоков $q \geq 10^{12}$ Вт/м² роль теплопроводности в твердом теле в общем энергетическом балансе существенно уменьшается, а основные энергозатраты определяются поглощением излучения плазменным облаком, так называемая экранировка лазерного излучения, падающего на вещество.

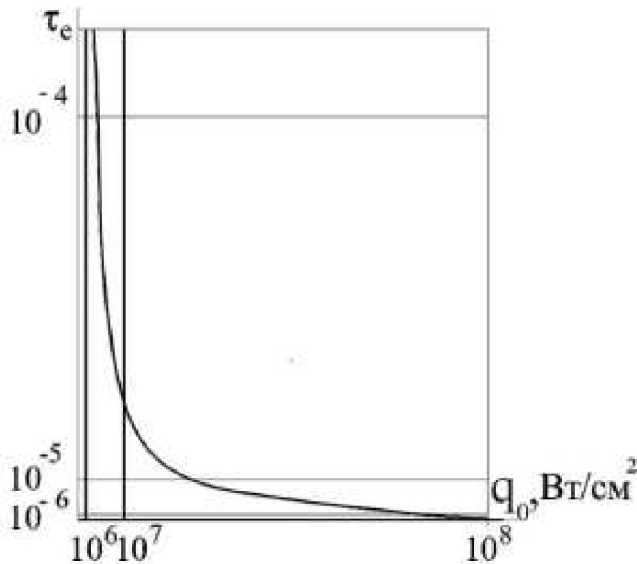


Рис. 43. Зависимость времени существования пузырька в жидкой фазе Cu от удельной мощности излучения q_0

Газодинамическая и тепловая модели разрушения материалов в диапазоне плотностей световых потоков $10^{10} - 10^{13}$ Вт/м² приводят к одинаковым результатам при

оценке достигаемых температур и скоростей испарения. Использование аналитических выражений для T^* и $v_e(T)$ в обеих моделях дает только качественное согласие с экспериментом.

6.4. Поляритонный механизм формирования лазерно-индуцированного поверхностного рельефа

В начале 80-х годов было предположено, а в дальнейшем однозначно установлено, что поверхностные поляритоны играют большую роль в воздействии мощного лазерного излучения на материалы (металлы, полупроводники), приводящем к их нагреву и разрушению. Одним из главных признаков и следствий генерации ПЭВ в процессе такого силового воздействия излучения на вещество является образование поверхностных периодических структур (ППС), представляющих собой систему упорядоченных линейных выступов и впадин рельефа поверхности (рис. 44). Структуры имеют период порядка длины волны света λ и преимущественно ориентированы своими штрихами перпендикулярно проекции электрического вектора световой волны на поверхность (при линейной поляризации излучения).

Согласно существующим физическим представлениям об образовании ППС, силовое воздействие обязано частичному преобразованию лазерного излучения в ПЭВ на резонансных периодических решетках, в той или иной мере представленных в пространственном спектре случайных неровностей реальной поверхности. Период и ориентация резонансных решеток (см. предыдущие разделы) соответствуют условиям, когда дифрагированные в плюс первом или минус первом порядке волны направлены вдоль поверхности. В процессе своего распространения они интерферируют с падающим лазерным излучением. В результате интерференции этих двух бегущих в различных направлениях волн возникает результирующее "неподвижное" распределение воздействующего излучения, модулированное в пространстве с тем же периодом, что и резонансная решетка. При достаточной интенсивности излучения в сформированном интерференционном поле происходят неоднородный разогрев среды и вызванное им увеличение высоты резонансного рельефа вследствие активации различных тепловых процессов на поверхности. Последнее замыкает цепь положительных обратных связей и приводит к росту резонансного рельефа, от высоты которого зависят эффективность возбуждения ПЭВ и глубина модуляции интерференционного поля.

После окончания воздействия и остывания поверхности наведенный рельеф закрепляется в виде ППС. Конкретными процессами их образования могут быть испарение, оплавление поверхности и вытеснение расплава избыточным давлением паров,

термокапиллярные явления и термохимические реакции, термические деформации и др. В целом явление носит универсальный характер и представляет собой интересный пример самоорганизации в системе, где изначально отсутствуют выделенные направления и структуры.

Формирование ППС наблюдается при воздействии лазерного излучения на поверхностно-активные среды в широком диапазоне длин волн (от ИК- до УФ-области спектра) и импульсов (от пикосекундных до непрерывных воздействий). При этом явлению свойственна "память": рельеф может нарастать в течение серии световых импульсов.

Наиболее типичными материалами, на которых возникают ППС по описанному механизму, являются металлы и сплавы, а также большинство полупроводников, переходящих в поверхностно-активное состояние по достижении температуры плавления.

Период структур зависит от угла падения θ и состояния поляризации излучения: для р-поляризованного света он меняется в соответствии с формулой:

$$d_{\pm}^{(p)} = \frac{\lambda}{1 \pm \sin \theta}$$

а для s-поляризованного излучения близок к величине

$$d^{(s)} = \frac{\lambda}{\cos \theta}$$

Энергетические режимы получения ППС соответствуют нагреву материала до температуры, примерно равной температуре плавления (нижний предел), но не выше температуры развитого испарения и обычно относятся к диапазону умеренных плотностей светового потока $q_0 = 0,1-100$ МВт/см² в зависимости от длительности импульса. Как установлено в последние годы, ППС образуются под действием излучения с различным состоянием поляризации (линейной, круговой, хаотической).

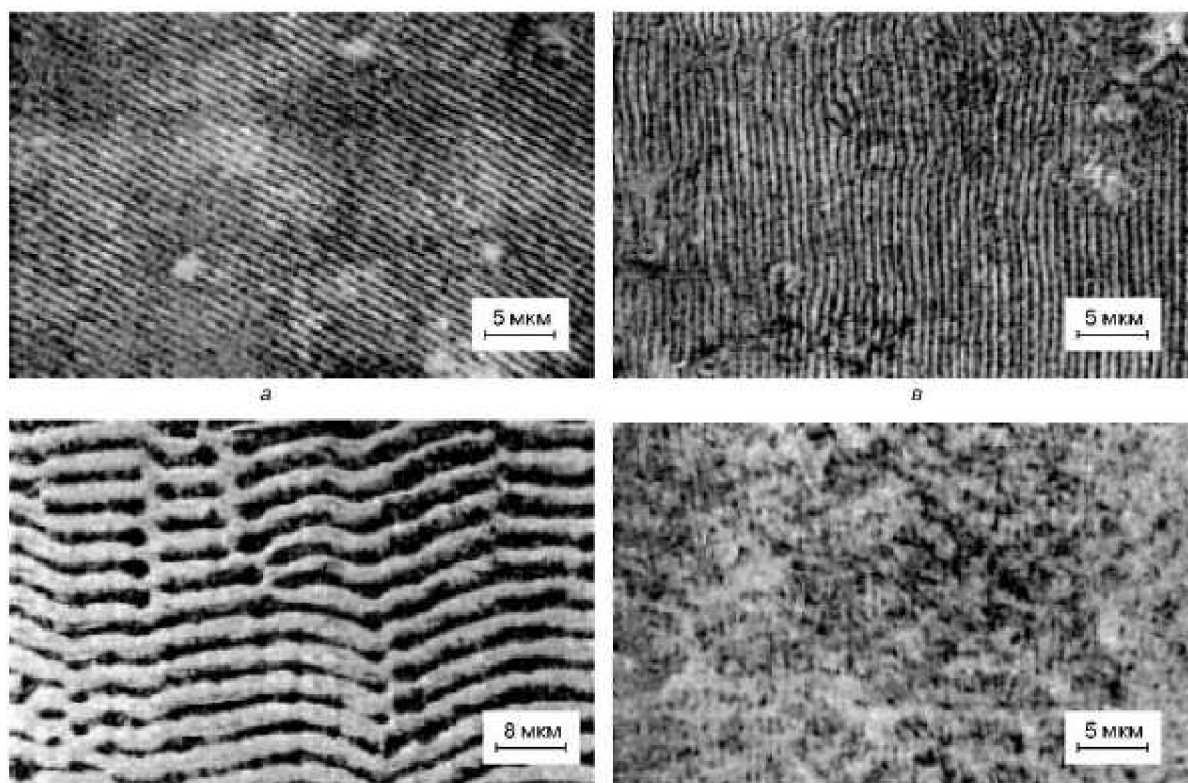


Рис. 44. Поверхностные периодические структуры, сформированные при воздействии на материал лазерного излучения с различными параметрами: длиной волны λ , длительностью импульса τ , числом воздействующих импульсов в серии N , плотностью мощности светового потока q_0 . Структуры представляют собой остаточный микрорельеф поверхности.

Фрагмент	Материал	λ , мкм	τ	N	q_0 , МВт/см ²
а	Германий	1,06	200 нс	20	60
б	Кремний	1,06	1 мс	1	0,7
в	Нержавеющая сталь	1,06	30 нс	40	30
г	Титан	10,6	40 мкс	80	1

Наряду с поверхностными поляритонами к образованию структур может приводить возбуждение светом волноводных мод. Этот процесс более свойствен диэлектрикам и неметаллизирующимся при плавлении полупроводникам. Период таких структур при нормальном падении излучения равен λ/n , где n – показатель преломления материала, а их ориентация ортогональна рассмотренным выше.

Росту ППС сопутствует и специфическое оптическое явление — заметное уменьшение коэффициента зеркального отражения, связанное с генерацией ПЭВ (или других мод) и их поглощением при распространении вдоль поверхности. Вследствие этого изменяется поглощательная способность материала A , которая может заметно возрасти, иногда почти до 1. Одновременно появляется совершенно специфическая размерно-

ориентационная зависимость поглощения, определяемая направлением и длиной пробега ПЭВ, если последняя превышает размер зоны лазерного облучения. В этих условиях удастся успешно управлять степенью теплового воздействия излучения, изменяя ориентацию электрического вектора световой волны относительно какого-либо другого выделенного направления, например направления движения мощного светового пучка вдоль поверхности.

Упомянутые особенности влияния ПЭВ на силовое действие лазерного излучения имеют существенное практическое значение для лазерной технологии обработки поверхности материалов. Одним из основных направлений здесь может стать получение дифракционных элементов, особенно перспективное для субмикронной литографии. Другое направление связано с управлением поглощательной способностью и характером распределения интенсивности света у поверхности при генерации ПЭВ путем изменения только поляризационных характеристик излучения. Это может найти применение в термообработке, сварке, фотоосаждении материалов сканируемым световым пучком и, судя по экспериментам с неодимовыми лазерами на ИАГ, с большой эффективностью.

6.5 Лазерное испарение

Теоретические модели, описывающие поверхностное разрушение металлов под действием лазерных потоков в диапазоне плотностей потоков $\sim 10^{10} - 10^{13}$ Вт/м² за счет испарения, развиты в работах С.И. Анисимова. В рамках тепловой теории испарения механизмы разрушения материала принципиально не различаются, происходит ли отрыв атомов от атомарно гладкой локально плоской поверхности расплава (испарение), или от заведомо обладающей рельефом сравнимым с размерами атома поверхности твердого тела (возгонка или сублимация). При испарении из расплава можно считать, что работа вылета атома не зависит от его положения на поверхности. При сублимации поверхность тела очень неоднородна, что требуется учитывать.

6.5.1 Кинетика испарения плоской поверхности

С физической точки зрения испарение (отрыв атома от поверхности) происходит тогда, когда атом обладает энергией ϵ , большей энергии E связи атомов в твердом теле. При испарении атома его кинетическая энергия частично или полностью переходит в потенциальную энергию разорванных связей ионов, то есть при испарении тело остывает. Для поддержания постоянной температуры требуется постоянный подвод энергии. Испарение – фазовый переход первого рода, для его протекания требуются затраты энергии испарения и L_u . Испарившиеся атомы движутся хаотично. Часть из них может вернуться на поверхность тела, возвратив ему энергию ϵ . В том случае, когда испарившиеся атомы не могут (при испарении в замкнутый объем) или не успевают (при интенсивном испарении) покинуть приграничный объем, наступает момент, когда число испарившихся атомов становится равным числу атомов возвратившихся на поверхность испарения, пар становится насыщенным. Давление насыщенного пара зависит от температуры и свойств расплава (твердого тела при сублимации). С увеличением температуры давление насыщенного пара увеличивается, а энергия испарения уменьшается. При увеличении температуры возможно достижение состояния, когда энергия испарения становится равной нулю.

6.5.1.1. Испарение в вакуум и среду с противодействием

При давлении окружающей среды, в которую вылетают испаряющиеся атомы, $P \ll 1$ мм. рт. ст. можно считать, что испарение с поверхности происходит в вакуум.

Если энергия ε атома, подошедшего к границе больше энергии связи E ($\varepsilon > E$), то атом оторвется от поверхности (испарится). В случае Больцмановского распределения атомов по энергиям вероятность $\overline{\omega}$ отрыва атома от поверхности при температуре T будет $\overline{\omega} \sim \nu_0 \exp(-E/kT)$ (ν_0 – частота колебаний атома). Отсюда скорость испарения:

$$v_u = \overline{\omega} a_0 = S e^{-\frac{E}{kT}}$$

a_0 – постоянная решетки, $T^* = E/k$ – постоянная Больцмана, E – энергия связи атома в металле.

Более точная формула (так как на самом деле атомы колеблются не только перпендикулярно поверхности и т.д.):

$$v_u(T) = \frac{B}{T} \exp\left(-\frac{T^*}{T}\right) \quad (6.2)$$

$$B = \frac{3}{2e} \cdot \frac{\mu \overline{S}^3}{R}$$

\overline{S} – средняя скорость звука в твердом теле ($3/\overline{S} = 2/S_t + 1/S_l$, S_t , S_l – поперечная и продольная скорости звука) μ – молекулярный (атомный) вес, R – универсальная газовая постоянная, e – основание натурального логарифма.

Соотношение (6.2) справедливо для идеального газа в температурном диапазоне $\sim 7000 - 10000^\circ \text{K}$. При более высоких температурах скорость испарения определяется формулой Френкеля:

$$v_u(T) = C_s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (6.3)$$

где C_s – скорость, по порядку величины близкая к скорости звука в металле.

Для дебаевской модели решетки

$$C_s = \frac{4\pi}{9} \left(\frac{1}{C_l^3} + \frac{2}{C_{\#}^3} \right)^{-\frac{1}{3}}$$

С учетом того, что для некоторых атомов с энергией $\varepsilon \cong E$ возможен обратный процесс конденсации, истинная скорость испарения равна

$$v(T) = v_u(T) - v_c(T),$$

где $v_c(T)$ – скорость конденсации пара.

При испарении в вакуум $v_c(T)$ зависит от $v_u(T) - v_c \approx \beta v_u(T)$, следовательно, $v(T) = (1 - \beta)v_u(T)$.

При испарении в воздух (среду с противодействием) картина получается совсем другая. При и $T < T_u$ (T_u - температура кипения, температура при которой давление насыщенного пара равно атмосферному), когда концентрация пара мала по сравнению с концентрацией молекул воздуха, отток испарившихся атомов от поверхности испарения определяется их диффузией и конвекцией.

Поэтому концентрация пара вблизи поверхности близка к концентрации насыщенного пара, то есть $v_c \approx v_u$, $v = 0$. При и $T > T_u$ концентрация испарившихся атомов становится больше концентрации молекул воздуха, поэтому ситуации быстро приближается к той, которая была при испарении в вакуум.

6.5.1.2. Температурная граница перехода от нагрева к испарению

Энергетическим критерием начала испарения при лазерном нагревании является та мощность, при которой этот процесс начинает играть существенную роль в разрушении материала. Это произойдет тогда, когда энергозатраты на испарение будут не менее 0,1 затрат на нагрев металла

$$q_u = 0,1 A q_0 \quad (6.4)$$

Температурную границу начала разрушения материала T^* можно установить следующим образом. Очевидно, что каждый индивидуальный акт испарения приводит к уменьшению теплового потока, падающего на материал, так как он расходуется на сообщение твердому телу удельной теплоты испарения, т.е.

$$q_u = L_u v(T)$$

С учетом (6.3) и (6.4), при $v_c \ll v_u$ получим

$$L_u C_s \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT^*}\right) = \frac{0,1 \sqrt{\pi} \lambda_s T^*}{2 \sqrt{a\tau}} \quad (6.5)$$

В (6.5) принято, что температура поверхности определяется без учета затрат на испарение, когда весь лазерный поток расходуется на нагрев металла за счет теплопроводности

$$T^*(\tau) = \frac{2 q_0 A \sqrt{a\tau}}{\lambda_s \sqrt{\pi}},$$

где τ – длительность лазерного импульса; $T^*(\tau)$ – температура поверхности металла, которая достигается к концу лазерного импульса.

Из (6.5) следует, что в общем случае температура начала испарения определяется энергетическими и временными характеристиками лазерного импульса $T^* = f(q_0)$.

6.5.2. Теплофизика перехода от нагрева к испарению

Физически ясно, что испарение может происходить при любой температуре выше абсолютного нуля, причем интенсивность процесса испарения (число молекул или атомов, покинувших твердую фазу) растет с ростом температуры. Однако движение фронта испаряемого вещества в глубь материала будет отличным от нуля только тогда, когда процесс испарения преобладает над процессами конденсации из обратного потока, образующегося при столкновении атомов (молекул) пара между собой и с атомами (молекулами) окружающей среды. По этой причине за верхнюю границу стадии нагревания можно принять температуру T^* , при превышении которой образующиеся пары испаряемого вещества начинают расширяться под действием избыточного давления. Из условия достижения температуры T^* на поверхности материала к концу импульса лазерного излучения можно рассчитать пороговую плотность пучка (2.23), при которой начинается разрушение материала.

Очевидно, что изменение температуры на поверхности металла будет зависеть от времени и, в значительной мере, будет определяться соотношением плотностей мощности поглощенного потока q и тепловых потерь q_n , главным образом энергии, необходимой для испарения металла, т.е. соотношением величин

$$q \approx q_0 \int_0^{\infty} \exp(-\alpha z) dz \text{ и } q_n \approx L_v v(T)$$

Скорость испарения достигает своего максимального значения при стационарной температуре испарения, когда скорость фазовых границ плавления и испарения совпадают.

Изменение температуры поверхности $T(t)$ можно при этом представить качественно следующим образом (рис. 45)

Когда потери теплового источника (лазера) на испарение незначительны ($0 < t < t_0$), температура поверхности

$$T = T_0 + \frac{2Aq_0\sqrt{at}}{\lambda_s\sqrt{\pi}}$$

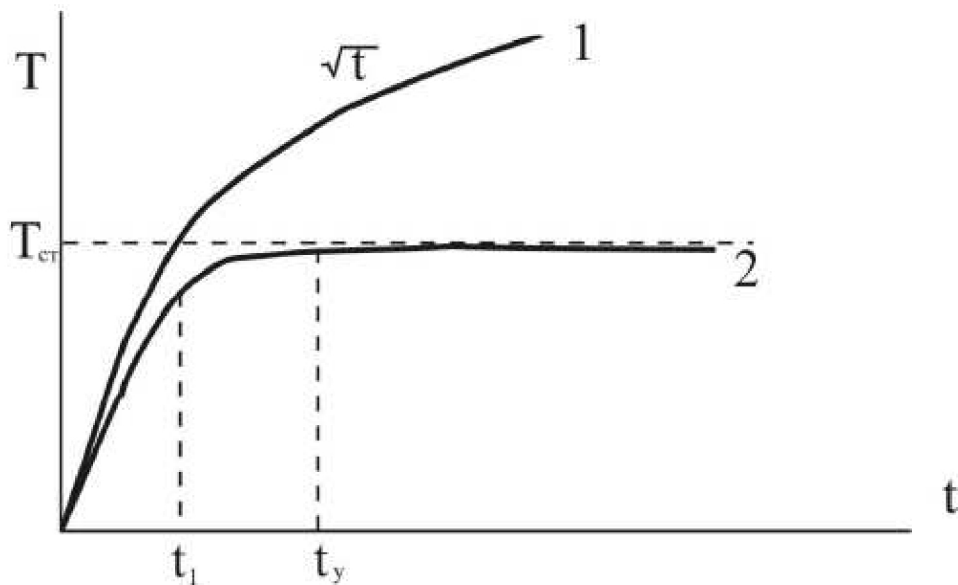


Рис. 45. Изменение температуры на поверхности под действием лазерного излучения. 1 – изменение температуры поверхности металла без учета фазового перехода твердое тело – расплав – пар, 2 – реальное изменение температуры с учетом испарения.

С увеличением времени воздействия лазерного излучения на металлы ($t \geq t_1$) становятся существенными затраты на испарение, рост температуры поверхности замедляется. С течением времени ($t \geq 10t_1$) температура поверхности приближается к температуре стационарного испарения $T_{ст}$, а удельный тепловой поток, уносимый паром к $(0.7 \div 0.8)Aq_0$. Испарение становится квазистационарным. В глубь вещества распространяется волна испарения, скорость которой стремится к стационарной $v_0 = q/(L_u\rho)$. Так как скорость волны нагревания $v_T \approx \sqrt{a/t}$ постепенно уменьшается, то спустя время $t_y = (\sqrt{a}L_u\rho/q_0)^2$ волна испарения догонит тепловую волну нагрева, после чего роль теплопроводности будет сводиться лишь к установлению распределения температуры перед стационарным фронтом испарения. Таким образом, в течение действия лазерного импульса изменяется и температура материала, и скорость движения межфазной границы, то есть процесс существенно нестационарен. В более общей модели испарения эту первоначальную стадию теплового разрушения материала приходится учитывать.

6.5.3 Одномерная задача о лазерном нагреве с испарением

Процесс испарения математически описывают в рамках краевой задачи теплопроводности для конденсированной среды в системе координат, связанной с подвижной межфазной границей твердое тело - пар или расплав - пар, на которой происходит испарение. Если не учитывать боковой отвод энергии лазерного излучения за счет теплопроводности, что справедливо при жестком условии $r_0 \gg \sqrt{a\tau}$, где τ – продолжительность воздействия лазерного луча на материал, r_0 – радиус пятна нагрева, то задача о движении границы испарения может быть рассмотрена в рамках одномерной модели

$$\frac{\partial T}{\partial t} - v_u(t) \frac{\partial T}{\partial z} - a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{q\alpha}{\rho c} \exp(-\alpha z)$$

$$-\lambda_s \frac{\partial T}{\partial z} = q - v_u \rho \Delta H \quad (6.6)$$

$$T(z, 0) = T(\infty, t) = 0,$$

где $\Delta H = L_u - RT/2$ разность удельных энтальпий твердой и газообразных фаз, и L – удельная теплота испарения, и v – скорость движения межфазной границы.

Краевая задача теплопроводности (7.6) существенно нелинейна, поэтому ее общего аналитического решения не существует. Следует отметить, что выход процесса на стационарный режим испарения определяется плотностью мощности лазерного излучения. Здесь возможны три варианта (см. рис. 46)

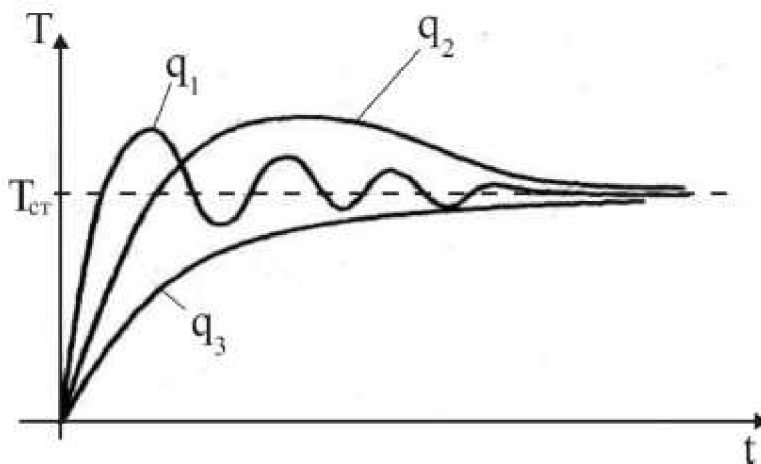


Рис. 46. Режимы выхода процесса испарения на стационарный режим ($q_1 < q_2 < q_3, q \geq 10^{10} \div 10^{11}$ Вт/м²)

6.6. Свойства лазерного пара и плазмы, их влияние на процесс разрушения

Взаимодействие лазерного излучения с поверхностью материала в случае, когда плотность мощности лазерного излучения достаточна для развития интенсивного испарения, приводит к интенсивному движению паров материала и к взаимодействию их с падающим световым потоком, которое может существенно изменить условия попадания света на поверхность вследствие эффекта экранировки.

Действительно, при воздействии лазерного потока на поверхность конденсированного тела, газ, образующийся в результате испарения, расширяется в окружающее пространство. Как мы уже отмечали, скорость испарения вещества определяется двумя процессами: уходом атомов (молекул) с поверхности из-за теплового движения и возвращением их обратно в результате столкновений в газовой фазе, сопровождающихся потерей энергии. (При начальных стадиях испарения плотность пара у поверхности мала, столкновения редки и возвращением атомов на поверхность (конденсация) можно пренебречь)

В связи с этим весьма важна проблема разлета испарившихся молекул или атомов вблизи поверхности стационарного испарения, поскольку именно приповерхностное облако пара определяет условия попадания лазерного излучения на гетерофазную границу.

Для простоты описания процесса испарения будем считать, что испарение происходит на всей поверхности, испарившиеся атомы (молекулы) разлетаются в телесном угле 2π , а их распределение по скоростям описывается законом Максвелла

$$dn = n_0 \left(\frac{m}{2\pi k T_1} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mu^2}{2k T_1} \right) 4\pi u^2 du$$

где u - модуль скорости атома или молекулы, m - ее масса, k - постоянная Больцмана, n_0 - общее число молекул в газовой фазе, T_1 - температура пара, которая всегда несколько ниже температуры поверхности T_0 , так как часть кинетической энергии частицы пара идет на удаление ее от поверхности испарения.

За счет столкновений между молекулами в приповерхностном слое пара происходит обмен энергиями между ними и на расстоянии $\approx 3\lambda_0$ (λ_0 - длина свободного пробега в вакууме), формируется равновесное распределение частиц в

паровом облаке. Это означает, что фронт разлетающихся частиц удаляется от поверхности испарения со скоростью v_1 .

Как известно, этот слой $l \approx 2 \div 3\lambda_0$ называется кнудсеновским, именно в этом слое в результате столкновений частиц устанавливается новое состояние пара, характеризующееся изотропной функцией распределения, отличной от максвелловской.

С хорошим приближением можно положить

$$v_1(T) = u_1(T_1) = (\gamma RT_1 / m)^{1/2},$$

где $\gamma = C_p / C_v$ показатель адиабаты, определяемый отношением молекулярных теплоемкостей пара при постоянном давлении C_p и постоянном объеме C_v , m – молекулярная масса, $u_1(T_1)$ – скорость звука в газовой среде. При этом по отношению к своей температуре разлетающийся пар всегда перенасыщен, т.е. склонен к конденсации.

Для одноатомного газа это приводит к тому, что около 20% вылетевших частиц возвращается обратно, снижая тем самым истинную скорость испарения. Физически, это означает, что, наличие приповерхностного пара снижает удельную теплоту парообразования

$$L_u(T_0) = L_{u0} - 0.8 \frac{\rho_1 RT_0}{m}$$

где и L_0 – удельная теплота парообразования в вакууме, ρ_1 – плотность пара вблизи поверхности. В нулевом приближении скорость стационарного перемещения фронта испарения можно определить как $v_0 = Aq_0 / L_{u0}$. При $q_0 \approx 10^{12}$ Вт/м², $L_{u0} \approx (2 \div 5) \cdot 10^{-2}$ Дж/м³ оценка дает $v_0 \approx 20 \div 50$ м/с. При длительности лазерного импульса $\tau \approx 10^{-7}$ с фронт испарения может переместиться на глубину $h = v_0 \tau = (2 \div 5) \cdot 10^{-6}$ м. Физически это означает, что металл испаряется как бы skin-слоями.

Проследим дальнейший разлет молекул пара, по-прежнему, считая его идеальным и расширяющимся адиабатически, то есть без теплообмена с окружающей средой. Распределение частиц в паре в этом случае описываются уравнениями газодинамики, основанными на законах сохранения числа частиц, импульса и энергии:

$$\left[\begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial z} v + \frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} \\ P = \rho \frac{RT}{M} \\ P \rho^{-\gamma} = const, \end{array} \right. \quad (6.7)$$

где ρ – плотность, P – давление, γ – показатель адиабаты. Введя параметр $\xi = z/t$, интересующее нас решение системы (6.7) можно получить в виде (рис. 47)

$$\begin{aligned} v(z,t) &= u_1 \left[1 + \frac{2}{(\gamma+1)u_1} \xi \right] \\ T(z,t) &= T_1 \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{1}{u_1} \xi \right] \\ P(z,t) &= P_1 \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{1}{u_1} \xi \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \\ \rho(z,t) &= \rho_1 \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{1}{u_1} \xi \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \end{aligned}$$

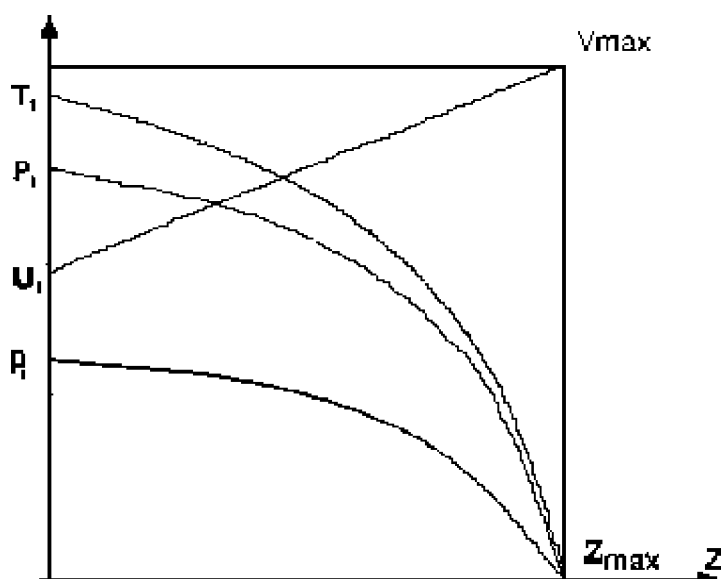


Рис. 47. Зависимость параметров пара как функции расстояния от поверхности испарения

Можно определить расстояние, на которое разлетелись молекулы пара за время

$$z_{\max} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} u_1 t$$

Считая пар одноатомным газом, оценим этот параметр, положив $\gamma = 5/3$,

$u_1 \approx 10^2$ м/с, $t \approx 10^{-6}$, тогда $z_{\max} \approx 4 \cdot 10^{-3}$ м. Для одноатомного газа

$$u_{\max} = v(z_{\max}) = u_1 \left[1 + \frac{2}{\gamma - 1} \right] \approx 4u_1 \approx 4 \cdot 10^2 \text{ м/с.}$$

Мы рассмотрели условия разлета пара в случае, когда испаряемый материал находится в вакууме. При испарении в воздух модель разлета несколько усложняется, так как необходимо учитывать движение границы пар-воздух, вблизи которой образуется слой сжатого воздуха, движущийся с некоторой скоростью u_0 , и который воспринимает механическое возмущение и реагирует на него. В этих условиях зависимость $T(z)$ и $v(z)$ несколько иная (рис. 48).

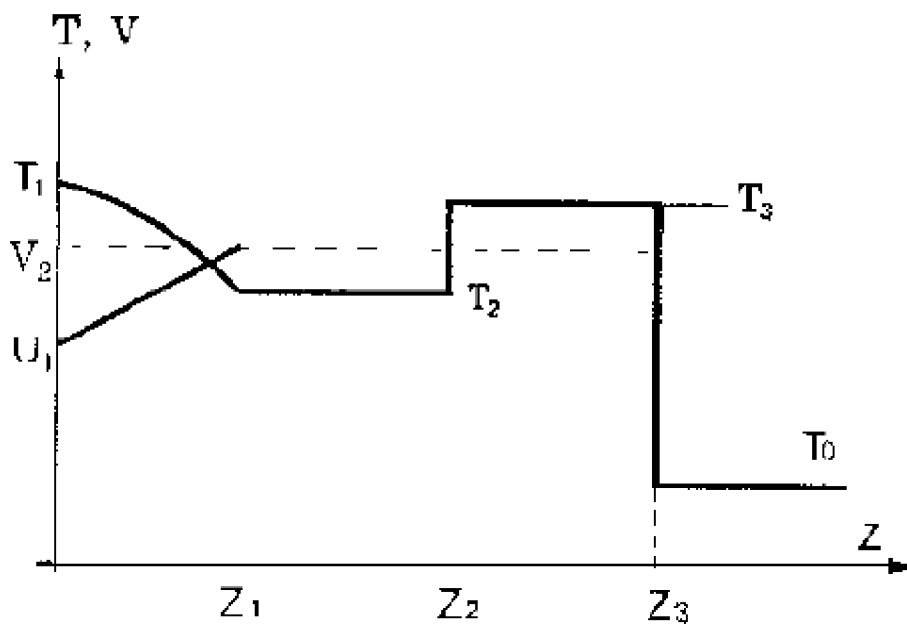


Рис. 48. Зависимость $T(z)$ и $v(z)$ от расстояния в случае разлета пара в воздух

В области $0 \leq z \leq z_1$ на процессы разлета не сказывается наличие воздуха, начиная с расстояний z_1 скорость разлета v_2 и температура T_2 стабилизируется, в области $z_1 < z < z_2$ наблюдается стационарная волна разряжения. При этом

$$v_2 = \frac{(\gamma + 2)\beta}{2 + \gamma\beta} u_1 \approx 1.8u_1$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{1 + \gamma + \beta}{2 + \gamma\beta} \right)^2 \approx 0.5T$$

$$\beta = \sqrt{2\rho_1 / [\gamma\rho_\varepsilon(\gamma_\varepsilon + 1)]} \approx 2 \div 5$$

где $\gamma_1, \gamma_\varepsilon$ – показатели адиабаты для пара и воздуха, ρ_1, ρ_ε – плотность пара и воздуха, соответственно.

В области $z \geq z_2$ скорость движения фронта разлета не изменяется, в то время как вследствие сжатия воздуха его температура скачкообразно возрастает до величины T_3 , для ряда случаев она столь велика, что могут возникнуть условия для возникновения низкорогового оптического пробоя в газе.

$$T_3 = \frac{M_\varepsilon}{M} \gamma \frac{(\gamma_\varepsilon - 1)}{2} \left[\beta \frac{(2 + \gamma)}{2 + \gamma\beta} \right]^2 \approx 0.6 \div 0.8T_1$$

На расстоянии z_3 фронт ударной волны, перед которым находится невозмущенный воздух, движется со скоростью u_0 . Очевидно, что толщина сжатого воздуха $z_2 - z_1 = (u_0 - v_2)t$.

Оптический пробой, возникающий вблизи поверхности испарения в области фокусировки лазерного луча, приводит к образованию низкотемпературной плазмы

$$T_e \approx (1 \div 3)10^4 K$$

При этом возможно сильное поглощение лазерного потока (эффект экранировки) в плазменном факеле в основном вследствие протекания трех процессов:

- а) поглощения световой волны связанными электронами, линии поглощения этих переходов очень узки, но сечения поглощения весьма велики $\delta \approx 10^{-13} \div 10^{-14} i^2$;
- б) поглощение света электронами, слабо связанными с атомами;
- в) поглощение световой волны свободными электронами в полях атомов и ионов, сечение таких переходов невелико и неселективно по спектру.

В низкотемпературной плазме основной вклад в поглощение вносят процессы, связанные с фотоэлектрическим поглощением и тормозным поглощением.

Суммарный коэффициент поглощения лазерного пучка определяется формулой Крамерса – Унзольда

$$\chi(\omega) = \frac{8\pi}{3\sqrt{3}} \frac{e^6 k T_1 n_1 z^2}{hc(h\omega)^3} \exp\left(-\frac{I - h\omega}{kT}\right)$$

где e – заряд электрона; z – кратность ионизации атомов пара; I – потенциал

ионизации; T_1 – температура плазмы (пара); ω – частота лазерного излучения; n_1 – концентрация атомов в плазме.

Для оценки температуры приповерхностной плазмы можно воспользоваться приближенной формулой

$$T_1(z) = T_0 - \left. \frac{dT}{dz} \right|_{z=0} \cdot z$$

где T_0 – температура поверхности; dT / dz – температурный градиент вблизи поверхности испарения.

В частности, для излучения лазера на ИАГ ($\lambda=1.06$ мкм), $T_1 \approx 10^4$ К, $\chi(\omega) \approx 10^{-4}$ м.

Оптическая толщина поглощающего слоя $b(t)$ вследствие сильной экспоненциальной зависимости коэффициента поглощения от температуры, невелика и основную роль в сильном резонансном поглощении света играют пары, непосредственно прилетающие к поверхности испарения

$$d(t) \approx \chi(\omega) l(t) \left(\frac{kT_1}{I - h\omega} \right)^\mu$$

($0,5 \leq \mu \leq 1$, а $l(t)$ – геометрическая толщина плазменного облака).

Заметная толщина приповерхностной плазмы и ее значительная оптическая плотность наблюдается лишь при высоких интенсивностях лазерных пучков ($q < 10^{12}$ Вт/м²). Для металлов же при плотностях потока лазерного излучения $q \sim 10^{10}$ Вт/м² коэффициент поглощения пара оказывается весьма малым. Пар, образующийся при стационарном режиме испарения металла, настолько прозрачен, что дополнительный нагрев его лазерным излучением отсутствует.

Однако оптический пробой вблизи поверхности, особенно при обработке материалов в среде посторонних газов (азот, гелий и т.д.), весьма вероятен. Физически этот процесс начинается на флуктуациях, которые могут образоваться на некотором расстоянии от поверхности, а температура их несколько повышена. В этом слое возрастает поглощение лазерного излучения. Слои с повышенной температурой расширяются в обе стороны до тех пор, пока их положение не станет устойчивым, то есть в среде пара устанавливается оптический разряд.

При этом за счет плазменной экранировки поверхности тела энергия лазерного излучения расходуется не только на нагрев тела, но и на поддержание оптического разряда.

При плотностях мощности $\sim 10^{11}$ Вт/м² в видимом и ближнем ИК диапазонах спектра режим чистого испарения (без оптического пробоя) реализовать практически нельзя. Отметим также, что экранировка поверхности испарения от лазерного потока может происходить не только за счет образования плазмы вблизи поверхности, но и за счет частиц твердой и жидкой фаз, образующихся при конденсации переохлажденного пара.

Тема 7. Современные представления об оптическом пробое прозрачных сред

Известно, что под действием лазерного излучения прозрачные среды могут разрушаться. Катастрофическое развитие повреждения, возникающего при действии лазерного излучения на прозрачную для излучения среду, называют оптическим пробоем. Оптический пробой ограничивает предельные значения энергии и мощности лазерного излучения, которые можно получить с одного активного элемента. Системы транспортировки и формирования лазерного излучения технологических установок также состоят из прозрачных линз, призм и тому подобных элементов, а излучение распространяется в воздухе, поэтому разрушение этих элементов и пробой воздуха также накладывают ограничения на энергию и мощность излучения.

Характер действия лазерного излучения на прозрачные материалы зависит от плотности мощности/энергии лазерного излучения. Если они не превышают некоторого допустимого (порогового) значения, то лазерный луч проходит через прозрачный материал, не повреждая, а лишь нагревая его. При превышении порогового значения происходит разрушение материала, которое выглядит как оплавление, испарение, растрескивание или их совокупность, в газах возникает искра. Анализ повреждений, возникающих при действии лазерного излучения на прозрачные материалы, свидетельствует о том, что механизмы развития оптического пробоя различны, но они могут действовать одновременно. Так, например, процесс разрушения может начаться с маленького откола, вызванного гиперзвуковой волной, что приводит к увеличению поглощения лазерного излучения. Это приводит к включению других механизмов разрушения вплоть до испарения. При оптическом пробое некоторых диэлектриков обнаруживается статистическая зависимость порога пробоя. Это явление объясняют влиянием на пробой неоднородности реальных материалов: наличием в них дефектов различного рода.

Разрушения, возникающие в прозрачных твердых телах под действием лазерного излучения, целесообразно разделить на разрушения, возникающие в идеально чистых средах, и разрушения, обусловленные различного рода дефектами структуры и примесями, поскольку в этих случаях различны механизмы, приводящие к разрушению. В чистой среде – это оптический пробой, качественно аналогичный пробоем в газе, в средах с дефектами и примесями – разрушения, связанные с локальным нагревом при поглощении излучения на неоднородности. Пробой, являясь нелинейным эффектом, зависит от мощности излучения, а нагрев неоднородности – в основном от энергии

излучения. Следует отметить, что на практике оба случая реализуются одновременно, так как идеально чистых прозрачных материалов в природе не существует.

7.1. Физические представления об оптическом пробое

идеальных диэлектриков

Оптический пробой, возникающий в идеальных (бездефектных) прозрачных диэлектриках, находящихся в различных агрегатных состояниях (газовом, жидком, кристаллическом), качественно описывается в рамках одного физического процесса, отвечающего за превращение прозрачной среды в сильно поглощающую под действием мощного светового потока. Главные черты этого явления остаются неизменными: исходно прозрачное, нейтральное вещество ионизируется, образуется плазма, если ее плотность достигает значений, близких к критическим, то лазерное излучение эффективно поглощается в плазме, нагревая ее до высокой температуры.

Основной вклад в энергетику процесса взаимодействия лазерного излучения с веществом вносит электрическое поле электромагнитной волны, поэтому в литературе встречается наряду с термином «оптический пробой» термин «электрический пробой». Подчеркнем, что для разных сред и разных частот лазерного излучения существуют свои особенности возникновения и протекания оптического пробоя.

При больших интенсивностях лазерного излучения необходимо принимать во внимание нелинейные эффекты при поглощении света. Кроме того, при оптическом пробое резко изменяется поглощение среды вследствие изменения агрегатного состояния самой среды. В исходно нейтральной среде под действием лазерного излучения образуется плазма, сильно поглощающая излучение, падающее на вещество. Известно, что

поглощение излучения в плазме зависит от соотношения частоты излучения ω и плазменной частоты ω_p . Максимальное поглощение излучения достигается при

$\omega = \omega_p$. Плазменная частота $\omega_p = (N_e e^2 / m \epsilon_0)^{1/2}$ (e – заряд электрона, m – его масса,

ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость среды) зависит от плотности гармонических осцилляторов N e (плотности свободных электронов). По мере роста степени ионизации под действием лазерного излучения увеличивается N e и, следовательно,

увеличивается ω_p . При достижении критической плотности $N_{кр} (\omega = \omega_p)$ плазма становится непрозрачной для электромагнитной волны.

Поэтому при анализе оптического пробоя требуется

- а) выявить механизмы пробоя, оценить вклад основных процессов в ионизацию среды;
- б) установить динамику процесса образования и развития плазмы.

Процессы, ведущие к фотоионизации вещества, то есть к образованию плазмы, на примере оптического пробоя газов:

1. Многофотонная ионизация
2. Лавинная ударная ионизация

7.2. Оптический пробой идеально чистых твердых тел

Переходя к анализу процесса разрушения прозрачных твердых тел, сначала рассмотрим процесс разрушения идеально чистых сред, а потом обратимся к средам с локальными примесями. Разрушение прозрачных твердых тел описываются различными физическими процессами для идеально чистых сред и для сред, в которых имеются посторонние включения или примеси.

Первое, что надо иметь в виду, – идеально чистые твердые прозрачные среды практически не существуют. В любом кристалле, стекле всегда имеются макроскопические локальные примеси, представляющие собой локальные области, имеющие иной показатель преломления и коэффициент поглощения, чем сама среда. Типичным примером являются непрозрачные примеси. Эти примеси, как правило, носят технологический характер, они обусловлены методикой изготовления кристалла или стекла. Это могут быть частички платины, из которой изготавливаются тигли, в которых варят стекло. При среднем (по объему) коэффициенте поглощения прозрачных кристаллов и стекол порядка 10^{-3} — 10^{-5} см⁻¹ локальный коэффициент поглощения таких примесей может достигать значений порядка 10^2 — 10^3 см⁻¹, т. е. превышать среднее значение на много порядков величины. Однако некоторые кристаллы удается выращивать в таких условиях, когда количество примесей минимально. В качестве примера можно привести кристаллы NaCl и KCl. Результаты экспериментов с такими, почти совершенно однородными средами, могут с достаточным основанием сопоставляться с теорией пробоя идеально чистых сред.

В случае идеально чистых материалов механизм разрушения во многом похож на механизм оптического пробоя, рассмотренный выше. Лазерное излучение за счет многостадийных взаимосвязанных процессов генерирует свободные носители зарядов. На свободных носителях происходит дополнительное поглощение лазерного излучения, при этом в облучаемом объеме выделяется тепло, повышается температура и показатель преломления среды, происходит самофокусировка пучка и повышается интенсивность излучения, что приводит к ускорению перечисленных процессов.

Прежде чем обратиться к описанию пробоя, сопоставим типичные характеристики кристаллов и стекол с характеристиками газов. Будем при этом исходить из основных черт процесса пробоя, возникающего за счет развития электронной лавины. Кратко напомним, что процесс пробоя заключается в создании свободных электронов, в увеличении энергии свободных электронов при столкновениях с третьим телом (в данном случае с решеткой) до значения, при котором ускоренный электрон может вырвать связанный электрон из третьего тела (в данном случае из валентной зоны); в развитии электронной лавины, приводящей к образованию критической плотности электронов для излучения заданной частоты; в эффективном, поглощении энергии излучения электронами, быстром локальном нагреве среды, повышении давления и разрушении твердого тела.

В процессе возникновения пробоя, обусловленного развитием электронной лавины, определяющее значение имеют плотность свободных электронов в среде, энергия, которую свободный электрон должен набрать за счет столкновений, частота столкновений электрона с третьим телом и наличие (или отсутствие) потерь энергии за счет конкурирующих процессов. В первых трех пунктах условия в кристаллах и стеклах значительно более благоприятны для развития лавинного пробоя, чем в газах.

Действительно, концентрация электронов в зоне проводимости (определяемая «хвостом» максвелловского распределения электронов по энергиям в валентной зоне) на много порядков превышает концентрацию свободных электронов в газе. Энергия, которую необходимо набрать электрону в зоне проводимости, равна ширине запрещенной зоны, которая меньше потенциала ионизации свободного атома или молекулы. Наконец, время свободного пробега электрона в зоне проводимости (время до столкновения с решеткой) гораздо меньше времени свободного пробега в газе. Таким образом, все эти условия более благоприятны для развития пробоя, чем в газе.

С другой стороны, потери энергии при столкновениях электрона с решеткой существеннее, чем в случае столкновений с атомами. В результате столкновений с решеткой энергия теряется электроном на образование фононов. В интересующей нас области энергий электронов (0,1 - 10 эВ) частота столкновений с решеткой является резко убывающей функцией энергии. Соответственно резко убывает с ростом энергии электронов и скорость увеличения их энергии в процессе столкновений, $(dE/dt)_+$. В этой же области энергий потери энергии на образование фононов практически не зависят от энергии электронов, $(dE/dt)_- \approx const$. Суммарный эффект зависит от напряженности поля лазерного излучения, так как $(dE/dt)_+ \propto E^2$. Очевидно, что

всегда можно найти столь высокую напряженность поля E , когда суммарный эффект за время действия $\tau_{л}$ лазерного импульса

$$\int_0^{\tau_{л}} [(dE/dt)_+ - (dE/dt)_-] dt$$

будет больше ширины запрещенной зоны ΔE_z (рис. 49). Это и есть пороговое условие, необходимое для размножения свободных электронов.

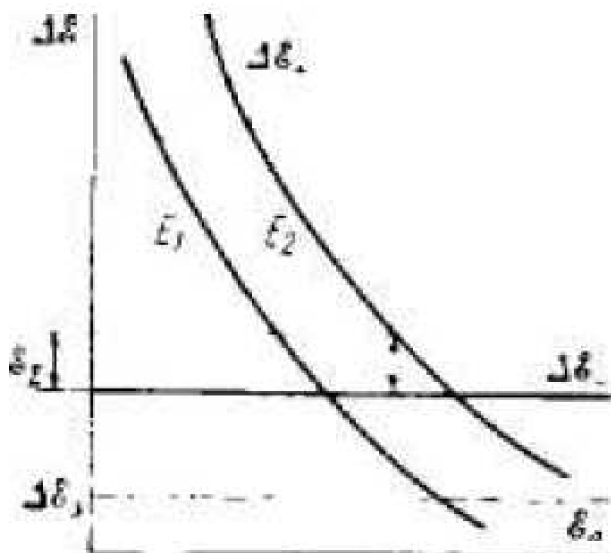


Рис. 49. Изменении энергии электрона ΔE в результате увеличения энергии электрона из-за антитормозного поглощения (ΔE_+) и уменьшения энергии из-за возбуждения фононов (ΔE_-) в зависимости от кинетической энергии электронов E_e при различной напряженности поля E лазерного излучения; ΔE_z — суммарный эффект изменения энергии электрона; ΔE — ширина запрещенной зоны

Строгое количественное описание этого процесса проводится путем решения квантового кинетического уравнения для электронов, позволяющего получить зависимость напряженности поля, при которой возникает пробой, от параметров, характеризующих излучение ($\omega, \tau_{л}$) и среду. Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными, полученными для особо чистых кристаллов (NaCl, KCl) и лазерного излучения с энергией кванта примерно от 0,1 до 2 эВ, показало хорошее согласие для средних значений частот (1,2 эВ; 1,7 эВ) (рис. 50). Данные расчета и эксперимента для больших (2,36 эВ) и меньших (0,1—0,3 эВ) частот существенно различались. Было выяснено, что при малых частотах излучения развитие лавины сдерживалось недостатком начальных электронов, так как их образование за счет

фотоионизации примесей или многофотонной ионизации атомов решетки при таких частотах происходит с меньшей эффективностью, чем при больших частотах. Этот вывод следовал из экспериментов с подсветкой кристалла ультрафиолетовым излучением, увеличивающим фотопроводимость. Наличие ультрафиолетового излучения понижало порог пробоя при основном длинноволновом излучении в несколько раз и не влияло на порог при основном коротковолновом излучении. В тех случаях, когда определяющим является образование начальных электронов в зоне проводимости, возникает зависимость порога пробоя от размера облучаемого объекта. В случае большой частоты излучения (2,30 эВ) следует предполагать, что пробоем обусловлен не возникновением электронной лавины, а процессом двухфотонной ионизации, который эффективно конкурирует с развитием лавины.

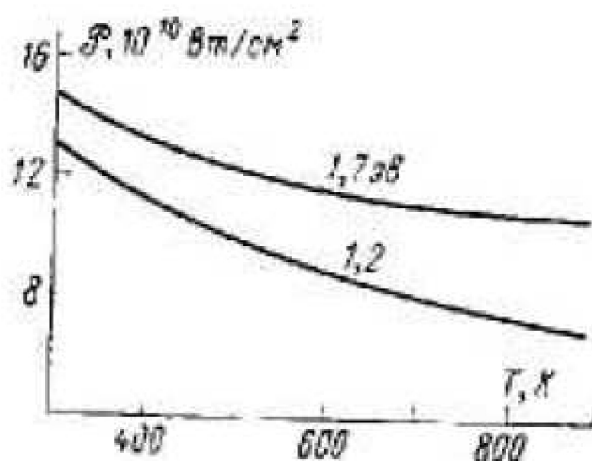


Рис. 50. Зависимость пороговой мощности q_* разрушения кристалла NaCl от его температуры при различных энергиях кванта лазерного излучения

Список использованных источников

1. А.Е. Пушкарева Методы математического моделирования в оптике биоткани: учебное пособие СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. – 103 с.
2. Либенсон М.Н., Яковлев Е.Б., Шандыбина Г.Д. Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика). Конспект лекций. Часть II. Лазерный нагрев и разрушение материалов, под общей редакцией Вейко В.П.– СПб: СПб ГУ ИТМО, 2006. – 84 с.
3. Вейко В.П., Либенсон М.Н. Лазерная обработка. - Л.: Лениздат, 1973.
4. Лазеры в технологии. /Под ред. М.Ф.Стельмаха. - М.: Энергия, 1975.3. Арутюнян Р.В., Баранов В.Ю., Большов Л.А. и др. Воздействие лазерного излучения на материалы. - М.: Наука, 1989.
5. Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. - М.: Наука, 1989.
6. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. – Саратов: Изд-во Саратов. Ун-та, 1998. – 384с.
7. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михайлеску Й. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. - М.: Наука, 1988.
8. Виноградов Б.А., Гавриленко В.Н., Либенсон М.Н. Теоретические основы воздействия лазерного излучения на материалы: Учебное пособие для вузов. - Благовещенск: изд-во БПИ, 1993.
9. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы.// Под ред. А.М.Бонч-Бруевича и М.А.Ельяшевича. - М.: Наука, 1970.