

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное агентство по образованию

Санкт–Петербургский государственный университет
информационных технологий, механики и оптики



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

М.Н. Либенсон Е.Б. Яковлев, Г.Д. Шандыбина

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ
(силовая оптика)**

Конспект лекций под редакцией В.П. Вейко

Часть I

**ПОГЛОЩЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ВЕЩЕСТВЕ**



Санкт–Петербург
2008

Либенсон М.Н., Яковлев Е.Б., Шандыбина Г.Д. Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика). Конспект лекций. Часть I. Поглощение лазерного излучения в веществе. Под общей редакцией В.П. Вейко – СПб: СПб ГУ ИТМО, 2008. – 141 с.

Часть I конспекта лекций посвящена описанию первой стадии взаимодействия лазерного излучения с веществом: поглощению, рассеянию и дисперсии световых волн, рассмотрены явления, изменяющие оптические свойства материалов в процессе лазерного воздействия, и нелинейные явления, обусловленные влиянием интенсивности излучения на оптические свойства вещества. Приведены вопросы для самоконтроля и основные термины и определения, используемые в силовой оптике.

Рекомендовано УМО по образованию в области приборостроения и опто-техники в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности 200201 Лазерная техника и лазерные технологии



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

- © Санкт–Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2008
- © **Либенсон М.Н.**, Е.Б. Яковлев, Г.Д. Шандыбина, 2008

Оглавление

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА	6
ПРЕДИСЛОВИЕ.....	9
ВВЕДЕНИЕ	10
1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ КЛАССИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ..	11
1.1. Уравнения Максвелла.	12
1.1.1. Решение уравнений Максвелла для непоглощающего диэлектрика ..	16
1.1.2. Свойства электромагнитной волны	19
1.1.2.1. Энергия электромагнитной волны	21
1.1.2.2. Давление света	21
1.1.2.3. Закон Снеллиуса	24
1.2. Оптические характеристики проводящих сред	27
1.2.1. Оптические постоянные вещества и его микрохарактеристики	30
1.2.1.1. Временная дисперсия	34
1.2.1.2. Временная дисперсия и частота излучения.....	35
1.2.1.3. Пространственная дисперсия	36
1.2.2. Дисперсионные соотношения	36
2. ПОГЛОЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТАЛЛАМИ И ИХ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА	39
2.1. Распространение электромагнитных волн в проводящих средах. Основные уравнения оптики металлов	39
2.1.1. Скин-эффект и его свойства	45
2.2. Оптические свойства металлов	49
3. ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА И ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ	55
3.1. Оптические процессы в поглощающих полупроводниках	55
3.2. Рекомбинация и захват электронов и дырок в полупроводниках	59
3.3. Процессы передачи энергии в поглощающих полупроводниках	61
3.3.1. Особенности собственного поглощения.....	64
3.3.2. Внутризонное поглощение	67
3.4. Кинетика фотовозбуждения полупроводников лазерным излучением. 68	
3.5. Насыщение межзонного поглощения.....	72
4. ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА. НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА	77
4.1. Основные эффекты нелинейной оптики	78
4.2. Материальное уравнение нелинейной среды	80
4.3. Нелинейный осциллятор.....	81
4.3.1. Метод возмущений.....	83
4.3.2.1. Линейное приближение.....	83
4.3.3.2. Расчет нелинейной поправки.....	84

4.4. Осциллятор с кубической нелинейностью. Зависимость частоты колебаний от амплитуды	86
4.5. Самовоздействие света в нелинейной среде. Самофокусировка	88
4.6. Явление самоиндуцируемой прозрачности	93
4.7. Неоднородный ансамбль нелинейных осцилляторов. Световое эхо	96
5. ИЗМЕНЕНИЕ ПОГЛОЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ В ПРОЦЕССЕ ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ	98
5.1. Физические представления о механизмах изменения поглощения в идеальных диэлектриках	98
5.1.1. Фотоионизация газа	99
5.1.2. Многофотонная ионизация.....	100
5.1.3. Лавинная ударная ионизация	101
5.1.4. Изменение поглощения в идеально чистых прозрачных твердых телах	104
5.1.5. Роль вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна	105
5.2. Оптические свойства реальных оптических материалов и покрытий. 107	
5.2.1. Механизмы инициирования объемного поглощения в первоначально прозрачной среде	107
6. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА	113
6.1. Основные свойства ПЭВ, структура и распределение полей, условия существования, дисперсионное соотношение.....	113
6.2. Поверхностные плазмон-поляритоны на границе металла с диэлектриком	117
6.3. Методы возбуждения ПЭВ.....	118
6.3.1. Призмный метод возбуждения ПЭВ	119
6.3.2. Возбуждение ПЭВ на решетке	120
6.4. Цилиндрические ПЭВ	122
7. ОПТИЧЕСКАЯ «ЛЕВИТАЦИЯ»	124
7.1. Оптическая «левитация» малых прозрачных частиц	125
7.2. Элементы теории оптической «левитации»	126
7.2.1. Геометрия отражения и преломления.	127
7.2.2. Энергетика отражения и преломления.....	128
7.2.3. Формулы Френеля.	129
7.2.4. Силы светового давления	131
7.2.5. Световое давление вдоль пучка	133
7.2.6. Световое давление поперек пучка	135
7.3. Численные оценки	136
ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ	137
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.....	139

КАФЕДРА ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ЭКОЛОГИЧЕСКОГО
ПРИБОРОСТРОЕНИЯ..... 140

Предисловие редактора

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 анализе свойств материалов, в точных измерениях, в науках о жизни, в искусстве и т.д.

Лазерное излучение обладает многими специфическими свойствами, которые 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, это собственно взаимодействие света с веществом в 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 пробоя 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.

Кроме этих явлений, есть огромный раздел «нерезонансного взаимодействия лазерного излучения с веществом», который включает силовое воздействие лазерного излучения в основном на конструкционные материалы промыш-

ленности – 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.

Настоящее учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся в магистратуре по специальности «Лазерные микро- и нанотехнологии» направления 200200 «Оптотехника», а курс «Взаимодействие лазерного излучения с веществом» в СПбГУ ИТМО традиционно трактуется, помимо своего общефизического значения, как основа лазерных технологий обработки материалов.

В этом свете напомним, что специфические свойства лазерного излучения, благодаря которым он воздействует на вещество иначе, чем обычный свет — это:

- большая плотность фотонов, определяющая возможность реализации многофотонных процессов;
- мощные электромагнитные поля оптической частоты 10^{13} Гц;
- высокая плотность энергии;
- значительное давление света, которое позволяет осуществлять процессы атомно–силовой сборки, лазерной «левитации», ускорения и торможения атомов.

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 (пироэлектрические 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.

По указанной причине именно ее детальному рассмотрению и посвящено настоящее учебное пособие. Часть 1 содержит описание механизмов поглощения света и диссипации поглощенной энергии в веществе. Часть 2 будет посвящена анализу процессов лазерного нагрева и разрушения материалов.

Учебное пособие подготовлено на основе курса лекций М.Н. Либенсона.

Заслуженный деятель науки России, Лауреат Государственной Премии СССР, д.т.н., профессор В.П. Вейко

Предисловие

В основу учебного пособия положен курс лекций, который на протяжении многих лет читал Лауреат Государственной премии СССР; заслуженный деятель науки и техники Российской Федерации, доктор физико-математических наук, профессор Михаил Наумович Либенсон.

В разные годы им были рассмотрены проблемы лазерного нагрева металлов и металлических пленок с учетом кинетики изменения их оптических свойств; фотовозбуждения и нагрева полупроводников интенсивным излучением; оптического пробоя диэлектриков сложного химического состава. Был предложен и исследован термохимический механизм взаимодействия непрерывного лазерного излучения с металлами в окислительной среде (на воздухе). В начале 80-х годов М.Н. Либенсон впервые обратил внимание на важную роль генерации поверхностных поляритонов и волноводных мод в процессе лазерного термического воздействия на поверхность различных материалов и предложил поляритонный механизм самоорганизации лазерно-индуцированного поверхностного рельефа – широко распространенного эффекта при лазерных воздействиях. В различные годы им были предложены и теоретически изучены несколько эффективных механизмов лазерно-индуцированных неустойчивостей в конденсированных средах, в том числе при действии сверхкоротких (фемтосекундных) импульсов. В последние годы он развивал представления о взаимодействии лазерного излучения с поверхностью в устройствах ближнепольной оптики, когда область локализации света значительно меньше длины его волны.

Введение

В 60-е годы прошлого века сформировалась «тепловая модель» взаимодействия лазерного излучения с поглощающими материалами. Согласно этой модели можно рассматривать независимо друг от друга четыре стадии воздействия

- поглощение света и переход поглощенной энергии в тепловую;
- нагрев материалов без разрушения;
- разрушение и разлет продуктов разрушения;
- остывание.

Тепловая модель позволила успешно описать теплопроводностное распространение тепла, плавление, модификацию структуры вещества, стимулированную нагреванием, испарение, разлет продуктов разрушения. Выводы тепловой модели хорошо совпадают с результатами различных экспериментов.

Световые волны, в том числе и лазерное излучение, это электромагнитные волны определенного спектрального диапазона. Мы будем рассматривать оптический диапазон длин волн. К оптическому диапазону принадлежит инфракрасное (ИК) излучение, видимый свет, ультрафиолетовое (УФ) излучение и рентгеновское излучение низкой частоты. Именно в оптическом диапазоне работают широко применяемые в лазерных технологиях источники.

Материал этой части посвящен первой стадии воздействия лазерного излучения на вещества: поглощению, рассеянию и дисперсии световых волн. Описание этих явлений возможно в рамках классической электродинамики. При этом можно установить основные закономерности перечисленных процессов. Следует отметить, что определить такие важные для анализа лазерного воздействия оптические характеристики материалов, как коэффициент отражения R , поглощательную способность A и пропускание T возможно, используя макроскопическую теорию Максвелла совместно с микроскопической теорией Лоренца.

Напомним, что теория Максвелла - феноменологическая: в ней оптические свойства материала связаны с электрическими через диэлектрическую проницаемость ε , магнитную проницаемость μ , удельную электропроводимость σ , которые предполагаются известными из опыта.

Электронная теория Лоренца определяет микроскопические электромагнитные поля, создаваемые отдельными заряженными частицами, придавая физический смысл макроскопическим постоянным ε , μ , σ в уравнениях Максвелла.

1. Основные положения классической электродинамики.

Существуют три основных подхода к описанию явлений, связанных с взаимодействием оптического излучения с веществом: классический, полуклассический и квантово-механический.

При классическом описании излучение представляют в виде электромагнитных волн, а вещество – в виде непрерывной среды, характеризуемой определенными оптическими макропараметрами. В этом случае используют уравнения Максвелла, дополненные материальными уравнениями, атомарная структура вещества игнорируется. В рамках макроскопического подхода (теория Максвелла) механизм воздействия световой волны на вещество можно описать следующим образом. Падающая электромагнитная волна индуцирует в материале переменные токи, часть энергии которых преобразуется в джоулево тепло (поглощение), а часть - расходуется на генерирование вторичных электромагнитных полей. При этом происходит распространение излучения в веществе путем непрерывного поглощения и переизлучения электромагнитных волн.

При полуклассическом приближении (микроскопическая теория Лоренца) поле электромагнитного излучения описывают уравнениями Максвелла, а при описании материального объекта используют квантовомеханические представления. В этом случае оптические параметры не постулируют, а рассчитывают на основе данных об атомарной структуре и динамике среды с учетом вероятностей соответствующих квантовых переходов. В теории Лоренца переменное поле электромагнитной волны периодически ускоряет (раскачивает) многочисленные микроскопические заряды вещества. Ускоренные полем заряды теряют избыток полученной энергии либо путем передачи ее своему ближайшему окружению, либо путем излучения новых электромагнитных волн. В первом случае происходит поглощение энергии, падающей на вещество электромагнитной волны, а во втором - распространение излучения в среде путем непрерывного поглощения и переизлучения электромагнитных волн заряженными частицами вещества.

При квантовомеханическом описании излучение и вещество рассматривают как единую квантовую систему.

Ее описывают гамильтонианом

$$H = H_v + H_0 + H'_v \quad (1.1)$$

Здесь H_v – гамильтониан свободного излучения, H_0 – гамильтониан вещества в отсутствие излучения, H'_v – гамильтониан взаимодействия излучения с веществом. Гамильтониан свободного излучения можно представить как

$$H_v = \sum \hbar \omega_s \left(c_s^+ c_s + \frac{1}{2} \right) \quad (1.2)$$

где c_s и c_s^+ – операторы соответственно уничтожения и рождения фотона (с частотой ω_s) в s -м состоянии, $\hbar = h/2\pi$, где h – постоянная Планка.

Для кристалла гамильтониан H_0 удобно представить в виде

$$H_0 = H_L + H_e + H_{eL}, \quad (1.3)$$

где H_L – гамильтониан кристаллической решетки («фононный» гамильтониан), H_e – «электронный» гамильтониан, H_{eL} – гамильтониан взаимодействия электронов с фононами (опускаемый при использовании адиабатического приближения). Фононный гамильтониан H_L описывают выражением, аналогичным выражению (1.2), а гамильтониан H'_v удобно представить в виде

$$H'_v = H_{ve} + H_{vL},$$

где H_{ve} описывает взаимодействие фотонов с электронами кристалла, а H_{vL} – взаимодействие фотонов с фононами.

Наиболее полным и последовательным является, квантовомеханическое описание, которое позволяет учесть все аспекты взаимодействия, связанные как с изменением состояний вещества, так и с изменением состояний поля излучения.

Классическое описание является предельным случаем, существенно упрощающим рассмотрение процессов взаимодействия излучения с веществом. Основные ограничения применимости классического описания связаны с двумя обстоятельствами. Во-первых, должно быть оправданным классическое представление излучения в виде световых волн. Во-вторых, в рассматриваемой задаче должны быть несущественными атомарная структура и динамика среды.

Полуклассический подход надо рассматривать как некий компромиссный вариант, не имеющий строгого обоснования. Его существенным недостатком является тот факт, что поле излучения является заранее заданным внешним возмущением. Это позволяет рассчитывать изменение состояний вещества, но не дает возможности рассчитывать изменения поля излучения. В этом смысле полуклассическое описание «уступает» как квантовомеханическому, так и классическому, поскольку последние дают последовательную картину взаимодействия излучения и вещества, хотя и с разной полнотой рассмотрения.

Большинство оптических явлений, происходящих при взаимодействии лазерного излучения с веществом и используемых в лазерных технологиях, может быть качественно и количественно объяснено на основе классического подхода. Мы будем пользоваться почти исключительно этим подходом.

1.1. Уравнения Максвелла.

При классическом подходе электромагнитное поле характеризуется четырьмя основными векторными величинами: напряженностью электрического поля \vec{E} , электрической индукцией \vec{D} , напряженностью магнитного поля \vec{H} и магнитной индукцией \vec{B} . При расчете электромагнитного поля определяют зависимости этих векторов от пространственных координат и времени. Основными уравнениями, описывающими распространение электромагнитных полей, из которых вытекает и существование электромагнитных волн, являются макроскопические уравнения Максвелла.

$$\operatorname{rot} \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.4)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.5)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho_e \quad (1.6)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (1.7)$$

Первое уравнение Максвелла (1.4) является обобщением закона электромагнитной индукции: с переменным магнитным полем неразрывно связано вихревое индуцируемое электрическое поле.

Второе уравнение (1.5) - это обобщенный закон полного тока (\vec{J} - плотность тока): магнитное поле создается как токами проводимости (направленным движением зарядов), так и токами смещения (переменным электрическим полем). Появление тока смещения весьма важно, так как именно ток смещения обеспечивает возможность генерации и распространения электромагнитных волн.

Третье (1.6) и четвертое (1.7) уравнения Максвелла – это обобщение теоремы Гаусса для электрического и магнитного полей. Теорема Гаусса указывает на источники полей (ρ_e - объемная плотность зарядов).

Электрическая индукция \vec{D} и напряженность магнитного поля \vec{H} определяются равенствами

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_d, \quad (1.8)$$

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}, \quad (1.9)$$

где \vec{P}_d - электрическая поляризация (средний электрический дипольный момент единицы объема), \vec{M} - намагниченность (средний магнитный дипольный момент единицы объема), ε_0 , μ_0 - диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума соответственно. В этих выражениях предполагается, что квадрупольные и более высокие моменты пренебрежимо малы по сравнению с дипольным моментом. Принято считать, что уравнения (1.4 - 1.9) можно принять в качестве макроскопических уравнений, описывающих распространение электромагнитных полей.

Уравнения (1.4 - 1.9) еще не достаточны для описания электромагнитного поля, они должны быть дополнены материальными уравнениями. Предполагается, что для гармонических полей, которые мы будем рассматривать в дальнейшем, они имеют вид:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}, \quad (1.10)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (1.11)$$

$$\vec{P}_d = \varepsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (1.12)$$

где σ , μ и χ - проводимость, магнитная проницаемость и электрическая восприимчивость среды соответственно. Для линейной однородной изотропной

среды χ является мерой того, насколько легко поляризуется вещество, она характеризует отклик вещества на поле \vec{E} . Коэффициенты макроскопической теории σ , μ и χ зависят от свойств рассматриваемой среды, но мы считаем, что они не зависят от полей (среда линейна), координат (среда однородна) и направления (среда изотропна). Тем не менее, мы не считаем, что они не зависят от частоты ω .

Можно показать, что для описания гармонических полей справедлива полная система уравнений Максвелла в дифференциальной форме (1.4 - 1.7), с величинами ϵ_r , μ_r , σ , характеризующими свойства среды. Предполагается, что величины векторов поля конечны по всему объему вещества вместе со своими первыми производными кроме точек, лежащих на границах раздела сред с различными значениями комплексных параметров: относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_r , относительной магнитной проницаемостью μ_r и удельной электропроводностью σ .

Материальные уравнения в этом случае принимают вид:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}, \quad \vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (1.13)$$

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r, \quad \mu = \mu_0 \mu_r.$$

Уравнения (1.4) – (1.7), (1.13) справедливы во всех внутренних точках среды, но они теряют смысл на границах раздела, где параметры среды и, следовательно, электромагнитного поля, меняются скачками. Для расчета полей в кусочно-непрерывных средах (воздух - металл, диэлектрик - металл, диэлектрик - воздух и т. д.) необходимо учитывать граничные условия, устанавливающие связи между векторами поля с разных сторон от границы раздела сред. Условия на границе раздела могут быть получены на основании интегральных уравнений Максвелла. На границе раздела двух диэлектриков (см. рис. 1.1) равны касательные составляющие напряженности электрического поля

$$E_{1\tau} = E_{2\tau} \quad (1.14)$$

Нормальные составляющие вектора \vec{D} претерпевают скачок, равный поверхностной плотности свободных зарядов σ_{eS} в заданной точке границы

$$D_{2n} - D_{1n} = \sigma_{eS}. \quad (1.15)$$

При расчете электромагнитных полей в проводящих средах ($\sigma_e \neq 0$) на границе раздела выполняются граничные условия для векторов \vec{E} и плотности тока \vec{J}

$$E_{1\tau} = E_{2\tau}, \quad j_{1n} = j_{2n} \quad (1.16)$$

При анализе несовершенных диэлектриков, когда требуется учитывать не только их диэлектрические свойства, но и конечную проводимость, должны выполняться все указанные выше условия. На основании (1.15) и (1.16) с учетом того, что $\vec{j} = \sigma_e \vec{E}$, приходим к условию

$$\sigma_{eS} = j_n \left(\frac{\epsilon_2}{\sigma_{e2}} - \frac{\epsilon_1}{\sigma_{e1}} \right), \quad (1.17)$$

показывающему, что в этом случае на границе раздела появляются поверхностные заряды, плотность которых определяется нормальной составляющей плотности тока проводимости и параметрами сред.

На границе раздела сред с различными магнитными свойствами равны нормальные составляющие вектора магнитной индукции:

$$B_{1n} = B_{2n}, \quad (1.18)$$

а разность касательных составляющих напряженностей магнитных полей равна плотности поверхностного тока j_s .

$$H_{2\tau} = H_{1\tau} = j_s. \quad (1.19)$$

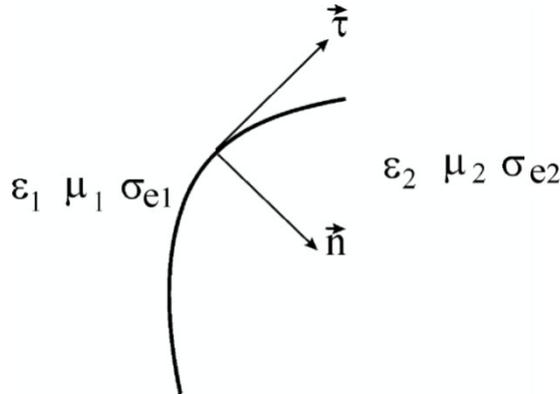


Рис. 1.1. Выбор направляющих векторов $\vec{\tau}$, \vec{n} для граничных условий.

Плотность поверхностного тока j_s - количество электричества, протекающего в единицу времени через единицу длины отрезка, расположенного на поверхности, по которой течет ток, перпендикулярного направлению тока. Очевидно, что $\lim_{ds \rightarrow 0} (j_n ds) = j_s dt$. Условия (1.14) - (1.19) имеют общий характер. Они справедливы как для статических и стационарных, так и для переменных во времени электромагнитных полей.

Уравнения Максвелла (1.4) – (1.7), (1.13) описывают распространение электромагнитного поля. Это означает, что векторные поля $\vec{E}(r,t)$ и $\vec{B}(r,t)$ могут быть найдены путем решения этих уравнений. Каждое решение определяется с помощью начальных и граничных условий. Только в этом случае система уравнений Максвелла имеет единственное решение, т. е. дает однозначное предсказание хода рассматриваемого электромагнитного процесса.

Начальные условия определяют поля в некоторый фиксированный момент времени, который считают, как правило, нулевым ($t = 0$). Задание полей $\vec{E}(r,t)$ и $\vec{B}(r,t)$ в любой момент времени достаточно для определения постоянных интегрирования уравнений (1.4), (1.5)). Граничные условия описывают поведение электромагнитного поля на поверхностях раздела, т.е. таких поверхностях, по разным сторонам которых свойства системы различны, либо они ограничивают области существования поля какими-либо поверхностями. Граничные условия (1.14) ÷ (1.19) задают поля $\vec{E}(r,t)$ и $\vec{B}(r,t)$ в любой момент времени на поверхностях такого рода.

Система уравнений (1.4) – (1.7), (1.13) является системой дифференциальных уравнений в частных производных, записанных на языке векторного анализа. Для сред с постоянными значениями ε , μ и σ_e эти уравнения линейны. Поэтому они легко могут быть сведены к одному векторному дифференциальному уравнению для любого из векторов поля. Ограничимся построением уравнений только для векторов \vec{E} и \vec{H} , так как после определения этих векторов по материальным уравнениям (1.13) могут быть найдены и другие вектора. Кроме того, ясно, что в силу пропорциональности между \vec{D} и \vec{E} , \vec{B} и \vec{H} уравнения для \vec{D} и \vec{B} имеют ту же структуру, что и для \vec{E} и \vec{H} : их получают из последних путем умножения на ε и μ , соответственно.

Применяя к обеим частям уравнения (1.4) операцию *rot*, получим

$$\text{rot rot}\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\text{rot}\vec{B}) \quad (1.20)$$

Воспользуемся известным векторным равенством $\text{rot rot}\vec{E} = \text{grad div}\vec{E} - \nabla^2\vec{E}$. Заменяя в правой части уравнения (1.20) $\text{rot}\vec{B}$ его выражением (1.5), получим уравнение для \vec{E}

$$\nabla^2\vec{E} - \mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} - \mu\sigma\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon}\text{grad}\rho_e. \quad (1.21)$$

При выводе этого уравнения учтены соотношения (1.13). Кроме того, принято во внимание, что порядок дифференцирования по независимым переменным (пространственным координатам и времени) можно изменять.

Аналогично, применяя операцию *rot* к обеим частям уравнения (1.5), получим

$$\nabla^2\vec{H} - \mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} - \mu\sigma\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} = 0. \quad (1.22)$$

В случае отсутствия в среде токов ($j=0$) и зарядов ($\rho_e=0$) (непоглощающий диэлектрик, вакуум) уравнения (1.21) и (1.22) упрощаются и принимают вид типичных волновых уравнений.

$$\begin{aligned} \nabla^2\vec{E} - \frac{1}{\mathfrak{g}^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} &= 0 \\ \nabla^2\vec{H} - \frac{1}{\mathfrak{g}^2}\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned} \quad (1.23)$$

где $\mathfrak{g} = c_0/\sqrt{\varepsilon\mu}$, $c_0 = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = 3 \cdot 10^8$ м/с - скорость электромагнитных волн в вакууме, $\nabla^2\vec{E} = \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial z^2}$ - оператор Лапласа.

1.1.1. Решение уравнений Максвелла для непоглощающего диэлектрика

Найдем общее решение уравнения (1.23) для вектора \vec{E} , в предположении, что \vec{E} зависит только от одной из координат, например, x . Это означает,

что \vec{E} имеет постоянное значение в точках плоскости, перпендикулярной оси x . Решение будем искать в виде $E = E(x + \xi t) = E(u)$, где E - некоторая функция, зависящая от переменных x, t .

При этих допущениях уравнение для E примет вид:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial u^2} - \frac{\xi^2}{\vartheta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial u^2} = 0,$$

Уравнение имеет решение отличное от нуля только при $\vartheta^2 - \xi^2 = 0$.

Это возможно для

$$\zeta_1 = \vartheta, \zeta_2 = -\vartheta, |\xi| = |\vartheta| = c_0 / \sqrt{\varepsilon\mu}$$

Общее решение может быть представлено в виде

$$E(x, t) = E_1(x, t) + E_2(x, t) = E_1(x - vt) + E_2(x + vt) \quad (1.24)$$

Зависимости E_1 и E_2 от x в моменты времени t и $t + \Delta t$ показаны на рис. 1.2.

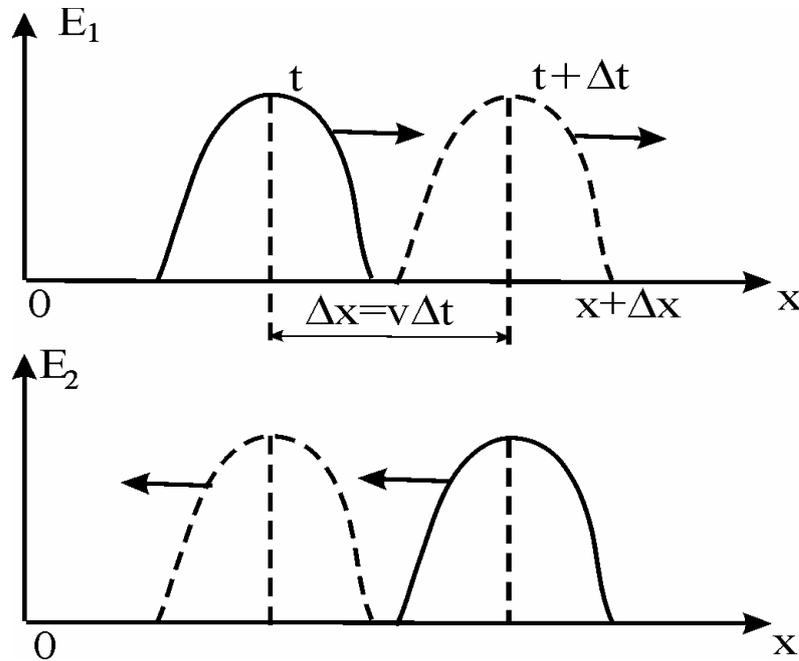


Рис. 1.2. Изменение функции $E_1(x)$ и $E_2(x)$ в различные моменты времени t и $t + \Delta t$.

Рассмотрим физический смысл решения (1.24). Для функции E_1 значения аргумента в точке x в момент времени t совпадают со значениями аргумента функции в точке $x + \Delta x$ при $t + \Delta t$, поэтому график функции во время $t + \Delta t$ получается из графика для t смещением всех точек кривой $E_1(x_1, t)$ в направлении положительных значений x на $\Delta x = v\Delta t$. В процессе движения значения E_1 в каждой точке волны и форма волны не изменяются. Исходя из этого, можно сделать заключение, что функция $E_1(x - vt)$ действительно описывает гармоническую волну. Аналогично E_2 описывает поперечную волну, движущейся со скоростью v в направлении отрицательных значений оси x (см. рис. 1.2).

Без существенного ограничения общности можно ограничиться рассмотрением лишь одной из волн, например $E_1(x, t)$.

В одномерном случае значение E для фиксированных x и t является постоянным на плоскости, перпендикулярной оси x . Такие волны называют *плоскими*. Плоская волна называется *монохроматической*, если поле волны является гармонической (синусоидальной) функцией времени. В этом случае

$$E = E_a \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v_\phi} \right) \right] \quad (1.25)$$

описывает монохроматическую волну, которая распространяется в направлении положительных значений x . Постоянная E_a называется *амплитудой волны*, ω - ее *частотой*.

Аргумент гармонической функции (1.25) называется *фазой*. Введя понятие длины волны $\lambda = v_\phi T_t = 2\pi v_\phi / \omega$, запишем (1.25) в виде

$$E = E_a \cos(\omega t - kx) \quad (1.26)$$

T_t - период, v_ϕ - фазовая скорость, $k = \omega / v_\phi = 2\pi / \lambda$ - волновое число, k численно равно числу волн, укладывающихся на длине окружности единичного радиуса.

Чтобы не зависеть от системы координат, удобно записать (1.26) в векторной форме. Пусть вектор \vec{k} равен по модулю волновому числу и направлен вдоль оси x (рис. 1.3). Этот вектор называется *волновым*.

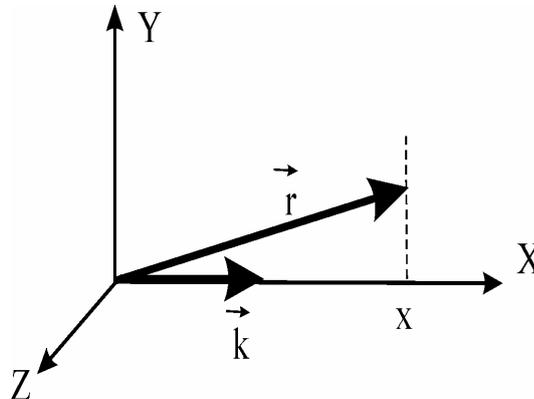


Рис. 1.3. К записи плоской волны в векторной форме.

Учитывая рис. 1.3, вместо (1.26) можно записать

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_a \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r}) \quad (1.27)$$

Принимая во внимание, что при произвольном направлении волнового вектора, для произвольной точки пространства, характеризуемой радиус-вектором \vec{r} , справедливо представление $\vec{k}\vec{r} = k_x x + k_y y + k_z z$, то это выражение описывает плоскую монохроматическую волну, распространяющуюся в трехмерном пространстве в направлении вектора \vec{k} . Оно не зависит от системы координат. Аналогичное выражение для плоской монохроматической волны можно записать с использованием синуса

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_a \sin(\omega t - \vec{k}\vec{r}) \quad (1.28)$$

Любое комплексное число $z = x + iy$, используя формулу Эйлера $\exp(i\alpha) = \cos\alpha + i\sin\alpha$, можно записать в экспоненциальной форме

$$z = r_a \exp(i\alpha); r_a = \sqrt{x^2 + y^2}, \operatorname{tg}\alpha = y/x$$

Представим выражения (1.27), (1.28) в комплексной форме

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_a \exp[-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})], \quad (1.29)$$

где \vec{E}_a - амплитуда вектора $\vec{E}(\vec{r}, t)$. Независимость \vec{E}_a от координат означает, что распространение плоских монохроматических волн в непоглощающем диэлектрике не связано с изменением их интенсивности.

Величина $\vec{E}(\vec{r}, t)$ в (1.29) является комплексной, поэтому не может описывать реальный физический процесс, который характеризуется вещественной величиной в виде (1.27) или (1.28). По этой причине, для перехода к физическим величинам необходимо взять действительную $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_a \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r})$ или мнимую $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_a \sin(\omega t - \vec{k}\vec{r})$ части полученного выражения. Действительными физическими параметрами, которые нас интересуют, являются проекции вращающегося вектора $\vec{E}(\vec{r}, t)$ на горизонтальную и вертикальную оси.

1.1.2. Свойства электромагнитной волны

В электромагнитной волне неразрывно существуют электрическое поле \vec{E} и магнитное – \vec{H} , которые действуют на токи и магнитные моменты. Однако во многих случаях электрические взаимодействия оказываются значительно сильнее магнитных, так что действием магнитного поля электромагнитной волны на вещество с хорошим приближением можно пренебречь. Существует соотношение между напряженностью электрического поля \vec{E} и магнитной индукцией \vec{B} плоской волны в среде $E = v_\phi B$. Поэтому отношение абсолютных значений сил, действующих на электрон со стороны, соответственно, магнитного и электрического полей будет порядка $q_e v_e B / q_e E = v_e / v_\phi$, где v_e - скорость движения электрона, q_e - его заряд, v_ϕ - фазовая скорость электромагнитной волны в веществе. Электроны проводимости в металле имеют скорости, соответствующие $v_e / v_\phi = 10^{-2}$, т. е. магнитные силы составляют не более 1% от электрических. Энергия взаимодействия магнитного поля \vec{H} с магнитным моментом электронов также на два порядка меньше взаимодействия электрического поля \vec{E} с зарядом электрона. Исключение составляют ферромагнитные и близкие к ним структуры. Более того, опыты Винера со световыми волнами однозначно доказали, что именно электрическое поле световой волны производит непосредственное действие на приборы, предназначенные для обнаружения света (глаз, фотоэлемент, фотопластинка и т. д.). Именно по этой причине в дальнейшем основное внимание уделяется временной и пространственной зависимости \vec{E} .

При анализе структуры плоской электромагнитной волны уравнения Максвелла удобно записывать в символической форме с помощью оператора «набла» $\vec{\nabla} = \vec{x}_0 \frac{\partial}{\partial x} + \vec{y}_0 \frac{\partial}{\partial y} + \vec{z}_0 \frac{\partial}{\partial z}$. Для однородного и изотропного диэлектрика ($\sigma = 0$) в отсутствии объемных зарядов ($\rho_e = 0$) и токов проводимости ($\vec{J} = 0$) уравнения ((1.4) ÷ (1.7)) примут вид

$$\begin{aligned} [\vec{\nabla}, \vec{E}] &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & (\vec{\nabla}, \vec{B}) &= 0 \\ [\vec{\nabla}, \vec{B}] &= \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, & (\vec{\nabla}, \vec{E}) &= 0 \end{aligned} \quad (1.30)$$

Здесь учтено, что $\epsilon_0 \mu_0 = 1/c_0^2$.

Как мы уже знаем, решение (1.30) можно представить в виде $\vec{E} = \vec{E}_a \exp[-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})]$, $\vec{B} = \vec{B}_a \exp[-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})]$, где постоянные величины ω и \vec{k} связаны соотношением $k = \omega/c_0$. При дифференцировании выражений типа (1.24) полезно знать следующие соотношения:

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -i\omega \vec{E}, \quad (\vec{\nabla}, \vec{E}) = i\vec{k}\vec{E}. \quad (1.31)$$

Подставляя выражение (1.29) в уравнения (1.30) и учитывая (1.31) получим:

$$\begin{aligned} [\vec{k}, \vec{E}] &= \omega \vec{B}, & (\vec{k}, \vec{B}) &= 0 \\ -[\vec{k}, \vec{B}] &= \frac{\omega}{c_0^2} \vec{E}, & (\vec{k}, \vec{E}) &= 0 \end{aligned} \quad (1.32)$$

Из соотношений (1.32) следует, что вектора \vec{E} и \vec{B} плоской электромагнитной волны перпендикулярны вектору \vec{k} , т.е. направлению ее распространения. Это означает, что электромагнитная волна является поперечной, а вектора \vec{k} , \vec{E} , \vec{H} ($\vec{B} = \mu \vec{H}$) составляют правую тройку взаимно перпендикулярных векторов (рис. 1.4). Поскольку отношение амплитуд векторов \vec{E} и \vec{H} от времени не зависит, то эти вектора изменяются во времени синфазно: они одновременно обращаются в нуль и одновременно достигают максимальных значений.

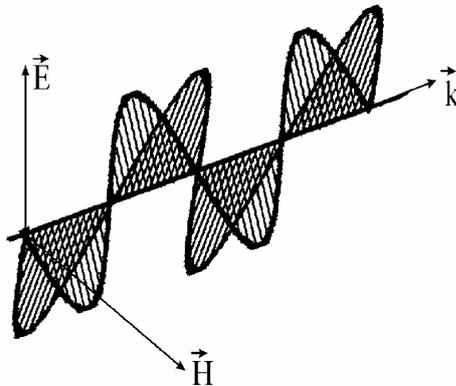


Рис. 1.4. Взаимная ориентация векторов в плоской электромагнитной волне.

Формально система уравнений (1.32) в случае однородного и изотропного диэлектрика имеет аналогичный вид, но с заменой $\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon$. Поэтому все полученные результаты для электромагнитных волн в вакууме справедливы и для диэлектрика, но с заменой $\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon$. Это приведет лишь к изменению скорости волн. Для скорости волны в диэлектрике справедливо выражение $v = c_0 \sqrt{\varepsilon\mu} = c_0/n$, где $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ - показатель преломления диэлектрика.

1.1.2.1. Энергия электромагнитной волны

Важной характеристикой электромагнитной волны является плотность потока энергии электромагнитного поля, определяемая вектором Пойнтинга $\vec{W}_p = [\vec{E}, \vec{H}]$, модуль которого в случае плоской волны может быть представлен в виде $W_p = EH = EB/\mu_0 = c_0\varepsilon_0 E^2$ (в это выражение входят мгновенные значения величин). Частота колебаний электромагнитной волны светового диапазона порядка 10^{15} Гц, поэтому практически нельзя зафиксировать изменения этих величин во времени. Можно наблюдать и измерять лишь средние значения величин по очень большому числу периодов колебаний. Вследствие этого от мгновенных значений величин необходимо перейти к средним.

Учитывая, что $E = E_a \cos \omega t$, найдем среднюю по времени плотность потока энергии

$$\langle W_p \rangle_t = c_0 \varepsilon_r \varepsilon_0 E_a^2 \langle \cos^2 \omega t \rangle_t = \frac{1}{2} c_0 \varepsilon_0 E_a^2,$$

которая оказывается пропорциональна квадрату амплитуды электрического поля. Это общее и очень важное соотношение, на котором основывается возможность регистрации электромагнитных волн различными приемниками.

1.1.2.2. Давление света

Механизм светового давления можно объяснить следующим образом. Предположим, что на поверхность некоторого тела падает по нормали плоская монохроматическая световая волна типа E_x, H_y , т. е. волна, в которой вектор электрического поля совершает колебания вдоль оси x , а вектор напряженности магнитного поля колеблется вдоль оси y (рис. 1.5). Под действием электрического поля волны элементарные заряды тела будут совершать колебания вдоль оси x . При этом со стороны магнитного поля волны на них действует сила Лоренца направленная вдоль оси z , т. е. по ходу световой волны и по нормали к поверхности тела. Это и есть элементарная сила светового давления.

$$\vec{F}_n = \frac{q_e}{c_0} [\vec{v}, \vec{H}], \quad (1.33)$$

Вычислим световое давление, предполагая, что свет полностью поглощается телом. Для этого воспользуемся уравнениями Максвелла

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c_0} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \text{rot } \vec{H} = \frac{1}{c_0} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c_0} \vec{j}. \quad (1.34)$$

Здесь j — плотность тока, которая может быть записана в виде

$$\vec{j} = n_e q_e \vec{v}_e, \quad (1.35)$$

где q_e и v_e — заряд и скорость электрона, n_e — число электронов в кубическом сантиметре объема. В соответствии с формулой (1.33) на электроны, находящиеся в единице объема среды, действует сила

$$f_\lambda = \frac{1}{c_0} jH, \quad (1.36)$$

направленная вдоль оси z . Используя формулу (1.35), эту силу можно записать в виде

$$f_\lambda = n_e F_\lambda = n_e \frac{q_e}{c_e} v_e H,$$

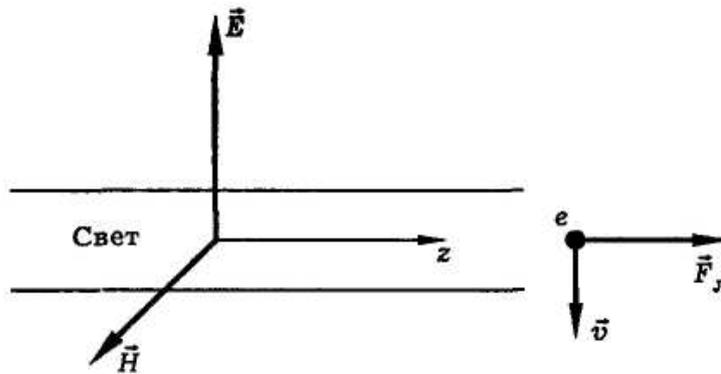


Рис 1.5. Механизм светового давления

Теперь искомое световое давление есть

$$p = \int_0^\infty \tilde{f}_\lambda dz, \quad (1.37)$$

где знак " \sim " обозначает усреднение по периоду световых колебаний. Для плоской монохроматической световой волны с компонентами поля

$$E_x = A \cos(\omega t - kz), \quad H_y = A \cos(\omega t - kz)$$

из уравнений (1.34) получаем

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{1}{c_0} \frac{\partial H_y}{\partial t}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial z} = -\frac{1}{c_0} \frac{\partial E_x}{\partial t} - \frac{4\pi}{c_0} j_x \quad (1.38)$$

Умножим первое из уравнений (1.38) на E_x второе — на H_y и сложим. В результате получим уравнение

$$\frac{\partial W_p}{\partial z} = -\frac{1}{4\pi c_0} \frac{\partial}{\partial t} (E_x H_y) - f_\lambda, \quad (1.39)$$

где

$$W_p = \frac{1}{8\pi} (E_x^2 + H_y^2)$$

W_p — объемная плотность энергии светового поля, а сила f_λ определяется формулой (1.36)

Теперь усредним уравнение (1.39) по периоду световых колебаний $T_t = 2\pi/\omega$.

Принимая во внимание, что

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial t} E_x H_y \right\rangle = 0$$

получим

$$\frac{\partial \langle W_p \rangle}{\partial z} = -\tilde{f}_\lambda \quad (1.40)$$

Наконец, подставив (1.40) в (1.37), получим для светового давления формулу

$$p_\lambda = \langle W_p \rangle$$

Под действием электрического поля световой волны с круговой поляризацией заряженные частицы вещества должны совершать вращательное движение. Отсюда следует, что свет обладает моментом импульса. Вычислим момент импульса поляризованной по кругу световой волны на примере взаимодействия с классическим осциллятором.

Пусть электрическое поле световой волны есть

$$\vec{E} = \vec{x}_0 E_x + \vec{y}_0 E_y, \quad (1.41)$$

где

$$E_x = \frac{1}{2} i A \exp(i\omega t), \quad E_y = \frac{1}{2} A \exp(i\omega t) \quad (1.42)$$

Уравнение колебаний элементарного оптического осциллятора запишем в виде

$$\ddot{\vec{r}} + \gamma_d \dot{\vec{r}} + \omega_0^2 \vec{r} = \frac{q_e}{m_e} \vec{E} \quad (1.43)$$

где q_e и m_e — заряд и масса электрона, ω_0 — собственная частота колебаний осциллятора, γ_d — коэффициент затухания колебаний. Решение уравнения (1.43) ищем в виде

$$\vec{r} = \vec{x}_0 x + \vec{y}_0 y, \quad (1.44)$$

где

$$x(t) = \frac{1}{2} i a \exp(i\omega t), \quad y(t) = \frac{1}{2} a \exp(i\omega t) \quad (1.45)$$

Подставив (1.41), (1.42), (1.44), (1.45) в (1.43), получим

$$a = \frac{q_e}{m_e} \frac{A}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_d}. \quad (1.46)$$

Формулы (1.44)-(1.46) показывают, что в поле световой волны с круговой поляризацией оптический электрон элементарного осциллятора вращается по окружности. Мощность, передаваемая светом электрону, есть

$$\frac{dW_p}{dt} = q_e \vec{E} \dot{\vec{r}} \approx q_e (E_x \dot{x} + E_y \dot{y}). \quad (1.47)$$

Одновременно свет передает электрону момент импульса, причем скорость этого процесса есть

$$\frac{d\vec{N}}{dt} = q_e [\vec{r}, \vec{E}] = \vec{z}_0 q_e (xE_y - yE_x). \quad (1.48)$$

Здесь использована известная из механики теорема моментов, согласно которой скорость изменения момента импульса системы равна моменту внешних сил. Подставим (1.42), (1.45) в (1.47), (1.48) и выполним усреднение по периоду световых колебаний. Получим

$$\left\langle \frac{d\vec{N}}{dt} \right\rangle = \vec{z}_0 \frac{1}{\omega} \left\langle \frac{dW_p}{dt} \right\rangle. \quad (1.49)$$

Из (1.49) видно, что в световой волне с круговой поляризацией момент импульса N и энергия W_p , усредненные по периоду световых колебаний, связаны соотношением

$$\langle \vec{N} \rangle = \frac{\vec{z}_0 \langle W_p \rangle}{\omega}, \quad (1.50)$$

где ω — частота света, \vec{z}_0 — единичный вектор направления распространения волны.

Формула (1.50) дает искомую величину момента импульса световой волны, поляризованной по кругу. Сделаем численную оценку. Световой импульс с энергией $W = 1$ Дж на длине волны $\lambda = 0,5$ мкм, имеющий круговую поляризацию, несет момент количества движения

$$N = \frac{W}{\omega} = \frac{W\lambda}{2\pi c_0} = 2,5 \cdot 10^{-9} \text{ эрг}\cdot\text{с}.$$

1.1.2.3. Закон Снеллиуса

Как известно из френелевской теории дифракции, прямолинейное распространение света в вакууме связано с взаимным интерференционным гашением вторичных сферических световых волн, идущих от разных точек пространства. Такое гашение имеет место для всех направлений, кроме прямого, что и обуславливает прямолинейность светового луча. Аналогичным образом в однородной среде сферические световые волны, испускаемые отдельными атомами, интерферируют так, что световой луч также оказывается прямолинейным.

Механизм подавления бокового свечения и расплывания светового пучка поясняет рис. 1.6. Пусть A есть некоторый атом среды, расположенный в пределах светового пучка. Под действием падающей световой волны оптический электрон атома начинает совершать вынужденные колебания, в результате чего атом становится источником вторичной сферической световой волны. Рассмотрим излучение атома, идущее под углом θ к оси светового пучка. Как видно из рисунка, для любого угла θ , кроме $\theta = 0$, найдется такой атом B , который в том же самом направлении испускает волну, находящуюся в противофазе к

волне первого атома. В самом деле, если, например, падающее излучение имеет структуру плоской волны, то атом B находится в том же самом поперечном сечении пучка на расстоянии d от атома A , определяемом условием $d \sin \theta = \lambda/2$, где λ — длина световой волны. Таким образом, атомы A и B взаимно гасят излучение друг друга в направлении θ . Поскольку аналогичную пару атомов можно подобрать для любого угла $\theta > 0$, приходим к выводу, что свет распространяется прямолинейно.

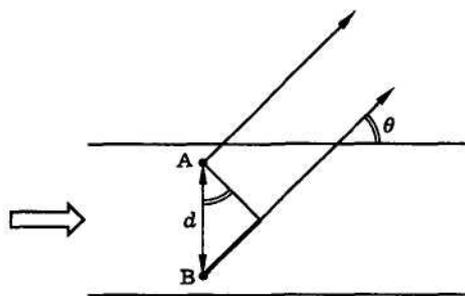


Рис. 1.6. К объяснению механизма прямолинейного распространения света в однородной среде

Нетрудно видеть, что в приведенном рассуждении существенна идентичность всех атомов, т. е. однородность среды. Вместе с тем можно ожидать, что в неоднородной среде луч света не будет прямолинейным. Действительно, опыт показывает, что для неоднородных сред характерно сильное рассеяние света. Именно по этой причине, например, задымленный воздух и туман выглядят "мутными". С этой точки зрения кажется естественным, что на границе раздела сред нарушается прямолинейность распространения света и возникают отраженный и преломленный лучи.

Пусть на плоскую границу раздела двух сред падает плоская монохроматическая линейно поляризованная световая волна

$$\vec{E}_1 = \frac{1}{2} \vec{E}_{a1} \exp[i(\omega t - \vec{k}_1 \vec{r})]$$

Угол между нормалью к границе раздела \vec{n} и волновым вектором \vec{k}_1 падающей волны обозначим θ_1 и назовем углом падения (рис. 1.7), комплексные диэлектрические проницаемости сред обозначим через ϵ_1 и ϵ_2 . Световые поля отраженной и преломленной волн запишем в виде

$$\begin{aligned} \vec{E}_r &= \vec{E}_{ra} \exp[i(\omega t - \vec{k}_r \vec{r})] \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_{2a} \exp[i(\omega t - \vec{k}_2 \vec{r})] \end{aligned}$$

а углы θ_0 и θ_2 показанные на рис. 1.7, назовем соответственно углом отражения и углом преломления. Направим ось z по нормали к границе раздела.

Записывая граничное условие $E_{1\tau} = E_{2\tau}$ в плоскости границы раздела $z = 0$, получим соотношение

$$E_{a1\tau} \exp[i(\omega t - \vec{k}_1 \vec{r})] + E_{ar\tau} \exp[i(\omega t - \vec{k}_r \vec{r})] = E_{a2\tau} \exp[i(\omega t - \vec{k}_2 \vec{r})] \quad (1.51)$$

где E_{ait} — постоянные величины. Условие (1.51) должно выполняться в любой момент времени t и для всех точек \vec{r} , лежащих на границе раздела. Отсюда следует, что

$$\omega t - \vec{k}_1 \vec{r} = \omega t - \vec{k}_r \vec{r} = \omega t - \vec{k}_2 \vec{r}$$

а также

$$\vec{k}_1 \vec{r} = \vec{k}_r \vec{r} = \vec{k}_2 \vec{r}$$

или, в декартовых координатах

$$k_{1x}x + k_{1y}y = k_{rx}x + k_{ry}y = k_{2x}x + k_{2y}y \quad (1.52)$$

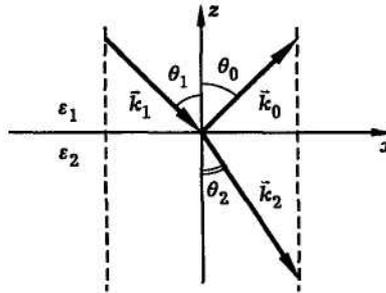


Рис. 1.7. Отражение и преломление плоской волны на границе раздела двух сред

Условия (1.52) должны выполняться для любых x и y . В частности, полагая $x = 0$, получим

$$k_{1y} = k_{ry} = k_{2y} \quad (1.53)$$

Аналогично, положив $y = 0$, найдем

$$k_{1x} = k_{rx} = k_{2x} \quad (1.54)$$

Из (1.53) и (1.54) следует, что волновые векторы отраженной и преломленной волн \vec{k}_r и \vec{k}_2 лежат в плоскости падения, т. е. в плоскости, проведенной через волновой вектор падающей волны \vec{k}_1 и нормаль к границе раздела \vec{n} . Таким образом, все четыре вектора: \vec{n} , \vec{k}_1 , \vec{k}_r , \vec{k}_2 лежат в одной плоскости (компланарны).

Направим ось x вдоль границы раздела так, чтобы плоскость xz совпадала с плоскостью падения (рис. 1.7). Тогда $k_{1y} = k_{ry} = k_{2y} = 0$, $k_{1x} = k_{rx} = k_{2x}$, где

$$k_{1x} = k_1 \sin \theta_1, \quad k_{rx} = k_r \sin \theta_0, \quad k_{2x} = k_2 \sin \theta_2 \quad (1.55)$$

$$k_1 = \frac{\omega}{c} n_1 = k_r, \quad k_2 = \frac{\omega}{c} n_{21} \quad (1.56)$$

$n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$ и $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$ — комплексные показатели преломления первой и второй сред. Из условия $k_{1x} = k_{rx}$ и формул (1.55), (1.56) получаем соотношение

$$\theta_1 = \theta_r \quad (1.57)$$

согласно которому угол падения равен углу отражения. Это — закон отражения света.

Предположим теперь, что обе среды прозрачны; тогда показатели преломления n_1 и n_2 действительны. Подставив (1.55), (1.56) в соотношение $k_{1x} = k_{2x}$, получим

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.58)$$

Формула (1.58) связывает между собой угол падения и угол преломления света. Она выражает закон преломления, или закон Снеллиуса. Оба соотношения (1.57) и (1.58) хорошо известны из опыта.

1.2. Оптические характеристики проводящих сред

Рассмотрим общий случай проводящей среды, описываемой тремя параметрами: ε , σ , μ . Уравнение для вектора \vec{E} световой волны в среде (1.21) при $\rho_e = 0$ примет вид:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad (1.59)$$

Член $\mu \sigma \partial \vec{E} / \partial t$ в этом уравнении определяет затухание волны в среде, где она распространяется. В случае распространения монохроматической волны с частотой ω ($\vec{E}(t) = \vec{E}_\omega e^{-i\omega t}$) уравнение (1.59) можно преобразовать к виду:

$$\nabla^2 \vec{E}_\omega + \omega^2 \mu \left(\varepsilon + i \frac{\sigma}{\omega} \right) \vec{E}_\omega = 0 \quad (1.60)$$

Введем комплексную диэлектрическую проницаемость $\tilde{\varepsilon}$

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + i \varepsilon_i = \varepsilon + i \frac{\sigma}{\omega}. \quad (1.61)$$

С учетом (1.61) уравнение (1.60) примет вид

$$\nabla^2 \vec{E}_\omega + \omega^2 \mu \tilde{\varepsilon} \vec{E}_\omega = 0. \quad (1.62)$$

Введение комплексной проницаемости позволяет формально рассматривать проводящие среды по аналогии с непроводящими.

Для проводящей среды можно ввести комплексный показатель преломления: $\tilde{n} = n + ik_p$. По аналогии с выражением $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$ для непроводящей среды положим

$$\tilde{n}^2 = \mu \tilde{\varepsilon} \quad (1.63)$$

Используя (1.61), найдем

$$\begin{aligned} n^2 &= \frac{\mu}{2} \left[\sqrt{\varepsilon^2 + \frac{\sigma^2}{\omega^2}} + \varepsilon \right] \\ k_p^2 &= \frac{\mu}{2} \left[\sqrt{\varepsilon^2 + \frac{\sigma^2}{\omega^2}} - \varepsilon \right] \end{aligned} \quad (1.64)$$

Параметр k_p (*мнимая часть комплексного показателя преломления*) называется *коэффициентом экстинкции* или показателем поглощения, который описывает затухание волны в проводящей среде. При $\sigma = 0$ из выражений (1.64) получим $n^2 = \mu \varepsilon$ и $k_p = 0$, то есть, приходим к частному случаю непроводящей среды.

Убедимся в том, что параметр k_p действительно характеризует затухание волны. Введем для плоской монохроматической волны в проводящей среде комплексный волновой вектор \tilde{k} (будем рассматривать одну составляющую волнового вектора). Воспользуемся известным соотношением $v = c_0/n$, которое, с учетом $n = c_0/v = \sqrt{\epsilon\mu}$, позволяет записать $k = n\omega/c_0$. По аналогии представим в виде $\tilde{k} = \tilde{n}\omega/c_0$ и комплексный волновой вектор или

$$\tilde{k} = k + i\zeta = \frac{n\omega}{c_0} + i\frac{n_i\omega}{c_0}, \quad (1.65)$$

тогда для волны вдоль оси x получим

$$e^{i\tilde{k}x} = e^{ikx} e^{-\zeta x} \quad (1.66)$$

Появление множителя $e^{-\zeta x}$ указывает на затухание волны с расстоянием x , пройденным в среде. Величина ζ имеет смысл линейного коэффициента поглощения. Легко видеть, что

$$\zeta = \frac{k_p \omega}{c_0} \quad (1.67)$$

Подчеркнем, что комплексность показателя преломления и волнового вектора характерна для всех случаев, когда излучение распространяется в поглощающей среде. Комплексный показатель преломления определяет, в частности, такую оптическую характеристику среды, как коэффициент отражения.

Для нормального падения волны из вакуума на границу среды с показателем преломления $\tilde{n} = n + ik_p$, коэффициент отражения имеет вид

$$R = \frac{(n-1)^2 + k_p^2}{(n+1)^2 + k_p^2}, \quad (1.68)$$

В общем случае коэффициент отражения зависит также от угла падения и поляризации излучения.

Диэлектрическая проницаемость ϵ определяется через показатели преломления n и поглощения k_p

$$\epsilon = (n + ik_p)^2. \quad (1.69)$$

Поглощательную способность (также энергетическая величина) легко определить из (1.68)

$$A = 1 - R = \frac{4n}{(n+1)^2 + k_p^2}. \quad (1.70)$$

Ниже рассматриваются только немагнитные среды ($\mu = 1$).

Важно отметить, что ϵ и n зависят от внутренней структуры вещества и являются функциями частоты электромагнитной волны.

1.2.1. Оптические постоянные вещества и его микрохарактеристики

В линейном приближении, справедливом, когда амплитудное значение напряженности электрического поля E_a в падающей на вещество электромагнитной волне мало по сравнению с локальными внутренними электрическими полями в среде, взаимодействие электромагнитных волн (в том числе и оптического диапазона) с веществом может быть описано небольшим числом параметров. Так, например, оптические свойства однородного и изотропного диэлектрика определяются либо диэлектрической восприимчивостью χ , либо диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 1 + \chi$ вещества.

Для определения связи оптических постоянных вещества с его микрохарактеристиками на качественном уровне вполне можно не учитывать сложной структуры атомов и молекул, а ограничиться классической моделью Лоренца. В модели Лоренца атом представлен системой, состоящей из атомного ядра, окруженного облаком внутренних электронов, и внешнего (оптического) электрона, связанного с ядром атома менее жестко, способного под действием внешней электромагнитной волны смещаться относительно центра атома (модель гармонического осциллятора). Это означает, что диэлектрик можно рассматривать как систему нежестких (квазиупругих) диполей.

Как уже было отмечено, взаимодействие электромагнитной волны со средой происходит посредством увеличения потенциальной энергии электрического поля в ней. Воздействие магнитного поля на гармонический осциллятор в первом приближении можно не учитывать.

Поскольку гармонический осциллятор квазиупругий, то на электрон, кроме вынуждающей силы, определяемой электрическим полем волны, будут действовать упругая возвращающая сила, пропорциональная смещению электрона от положения равновесия x , равная $F_k = -k_e x$, и тормозящая сила, которую можно представить в виде типичном для затухающего осциллятора (осциллятора с потерями):

$$F_m = -\beta \frac{\partial x}{\partial t} = -\beta_d v$$

На рис. 1.8 квазиупругое звено гармонического осциллятора определяется коэффициентом жесткости k_e , а тормозящая сила диссипативным звеном с коэффициентом затухания β_d .

Феноменологические силы F_k и F_m соответствуют модельному учету квантовых эффектов. Сила F_k , удерживающая оптический электрон в пределах атома, по своему происхождению - электрическая. Но электрические силы могут создавать устойчивые конфигурации заряженных частиц (т. е. атом) только при учете их квантовых свойств. Введение силы F_m учитывает опытный факт существования у атома электронных колебаний с собственной частотой ω_0 и затухания этих колебаний после возбуждения атома.

Типичный размер диполя можно оценить по значению радиусов орбит атомных электронов, которые определяются величиной боровского радиуса

$$a_0 = \frac{h}{2\pi m_e q_e^2} \approx 10^{-11} \text{ м},$$

где m_e , q_e - масса и заряд электрона, h - постоянная Планка.

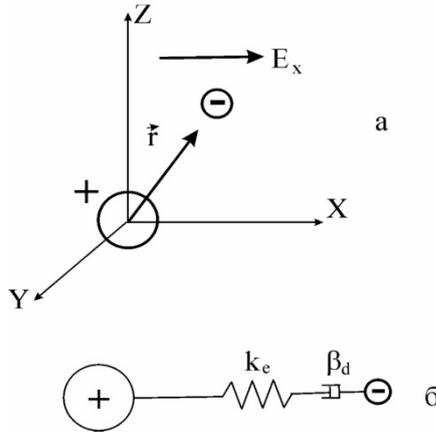


Рис. 1.8. Выбор системы координат для модели гармонического осциллятора (а) и модель Максвелла (б).

При частоте излучения порядка 10^{18} Гц и меньше (видимый и ИК - диапазон) боровский радиус много меньше длины волны электромагнитного излучения. Для таких частот $ka_0 \ll 1$. Поэтому пространственные изменения электромагнитных полей в пределах размера атома очень малы, следовательно, пространственную зависимость полей можно не учитывать.

Будем считать волну плоскополяризованной. Тогда единственной отличной от нуля компонентой электромагнитного поля будет E_x , которую обозначим через E , так что $\vec{E} = (E, 0, 0)$. Пусть абсолютное значение амплитуды электрического поля волны в атоме равно E_a , а частота волны равна ω . На первом этапе решения ограничимся тем, что все диполи в веществе имеют одну и ту же собственную частоту колебаний ω_0 .

Электрическое поле в атоме будет изменяться во времени следующим образом:

$$E = E_a \exp(-i\omega t) \quad (1.71)$$

Так как заряд электрона отрицателен ($-q_e$), то действующая на электрон со стороны поля волны вынуждающая сила равна

$$F_e = -q_e E_a \exp(-i\omega t)$$

Поскольку $\vec{E} = (E, 0, 0)$, то силы действуют только вдоль оси x , поэтому $\vec{F}_e = (F_e, 0, 0)$.

Уравнение движения электрона под действием сил F_k и F_m имеет вид

$$m\ddot{x} = -q_e E_a \exp(-i\omega t) - k_e x - \beta_d \dot{x} \quad (1.72)$$

Для решения уравнения (1.72) его удобно привести к виду

$$\ddot{x} + \gamma_d \dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{q_e}{m_e} E_a \exp(-i\omega t) \quad (1.73)$$

$\omega_0 = (k_e/m_e)^{1/2}$ - собственная частота колебаний электронного гармонического осциллятора без потерь, $\gamma_d = \beta_d/m_e$ - феноменологическая константа затухания, имеющая размерность $[\gamma_d] = c^{-1}$, для металлов и диэлектриков $\gamma_d \leq 10^{13} \div 10^{14} c^{-1}$.

Уравнение (1.73) есть типичное уравнение вынужденных колебаний гармонического осциллятора с учетом потерь.

Общее решение неоднородного уравнения есть сумма решений соответствующего однородного уравнения (правая часть равна нулю) и частного решения неоднородного уравнения. Известно, что общим решением однородного уравнения $\ddot{x} + \gamma_d \dot{x} + \omega_0^2 x = 0$ является функция вида

$$x_1(t) = \exp(-\gamma_d t/2)(C_1 \exp(i\omega_c t) + C_2 \exp(-i\omega_c t)) \quad (1.74)$$

где C_1 и C_2 - постоянные, определяемые начальными условиями, а $\omega_c = (\omega_0^2 - \gamma_d^2/4)^{1/2}$ - собственная частота колебаний электронного гармонического осциллятора с потерями. Частное решение уравнения (1.73) можно записать в виде

$$x_2(t) = x_a \exp(-i\omega t) \quad (1.75)$$

Сумма функций (1.74) и (1.75) дает общее решение уравнения (1.73), описывающее поведение гармонического осциллятора в поле электромагнитной волны. Очевидно, что слагаемое (1.74), определяемое начальными условиями, с течением времени ослабевает, поэтому движение гармонического осциллятора переходит в режим установившихся гармонических колебаний. Процесс установления колебаний называется переходным режимом.

При анализе переходного режима самым важным вопросом является вопрос о его продолжительности. Она определяется временем затухания колебаний, которые имелись в момент начала действия внешней силы. Это время $\tau_d \approx 1/\gamma_d$, то есть тот промежуток времени, после которого можно забыть о первоначально существовавших колебаниях и рассматривать только установившиеся колебания (1.75). С другой стороны, даже если начальных колебаний не было, вынужденные колебания не мгновенно достигают своего стационарного режима. Интересно, что и в этом случае время τ_d установления стационарного режима также $\approx 1/\gamma_d$.

Следовательно, в установившемся режиме колебаний $x(t)$ является гармонической функцией той же частоты ω , что и электромагнитная волна $x(t) = x_a \exp(-i\omega t)$. Учитывая, что $\dot{x} = -i\omega x$, $\ddot{x} = -\omega^2 x$ уравнение (1.73) примет вид

$$m_e(-\omega^2 - i\omega\gamma_d + \omega_0^2)x_a \exp(-i\omega t) = q_e E_a \exp(-i\omega t) \quad (1.76)$$

откуда

$$x_a = \frac{q_e}{m_e} \frac{E}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_d)}. \quad (1.77)$$

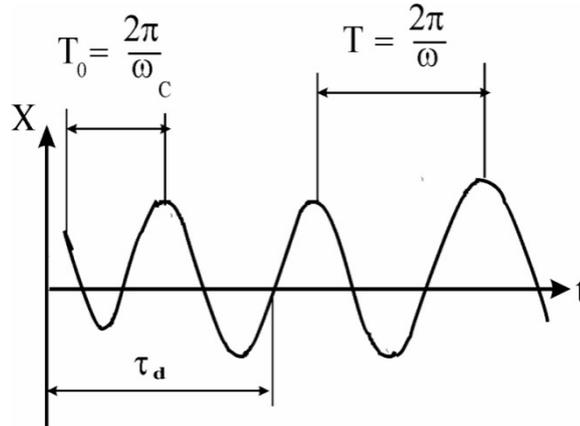


Рис. 1.9. Процесс установления колебаний гармонического осциллятора под действием вынуждающей силы с учетом затухания.

Комплексную амплитуду удобно представить в экспоненциальной форме $x_a = \tilde{x}_a \exp(i\varphi)$, где

$$\operatorname{tg}\varphi = -\frac{\gamma_d \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{\gamma_d \omega}{\omega^2 - \omega_0^2} \quad (1.78)$$

Уравнение (1.75) в комплексной форме примет вид:

$$x = \tilde{x}_a \exp[-i(\omega t + \varphi)]$$

Вынужденные колебания гармонического осциллятора отстают по фазе от устанавливающей их вынуждающей силы.

Дипольный момент атома, электрон которого сместился из положения равновесия ($x = 0$) в положение x , равен

$$\vec{p}_{da} = q_e \vec{x}(t) = \frac{q_e^2}{m_e} \frac{\vec{E}(t)}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_d)} \quad (1.79)$$

Поэтому, зависящая от частоты и изменяющаяся во времени поляризованность будет:

$$\vec{P}_d = n_{e0} \vec{p}_{da} = \frac{q_e^2 n_{e0} \vec{E}(t)}{m_e (\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_d)} \quad (1.80)$$

(n_{e0} - концентрация электронов с собственной частотой колебаний ω_0).

В линейном приближении

$$\vec{P}_d = \varepsilon_0 \tilde{\chi} \vec{E}(t), \quad (1.81)$$

$\tilde{\chi}(\omega)$ - комплексная диэлектрическая восприимчивость.

$$\tilde{\chi}(\omega) = \frac{q_e^2 n_{e0}}{\varepsilon_0 m_e (\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_d)} \quad (1.82)$$

Используя соотношения $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ и (1.81), получим:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} = \tilde{\varepsilon}(\omega) \vec{E}, \quad (1.83)$$

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_0 + \frac{q_e^2 n_{e0}}{m (\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_d)}, \quad (1.84)$$

$\tilde{\epsilon}(\omega)$ - комплексная диэлектрическая проницаемость, зависящая от частоты. Следовательно, показатель преломления, определяемый относительной диэлектрической проницаемостью $n = \sqrt{\epsilon_r(\omega)}$, и фазовая скорость электромагнитной волны в веществе также зависят от частоты.

Теперь показатель преломления можно представить в виде

$$n^2(\omega) = \epsilon_r(\omega) = 1 + \frac{q_e^2 n_{e0}}{\epsilon_0 m_e (\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_d)}, \quad (1.85)$$

из которого следует, что n также является комплексной величиной.

Представим комплексный показатель преломления в виде:

$$\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + ik_p(\omega), \quad (1.86)$$

$n(\omega)$, $k_p(\omega)$ - показатели преломления и поглощения материала. Подставив (1.86) в (1.85) и приравняв между собой действительные и мнимые части полученного равенства, получим

$$n^2(\omega) - k_p^2(\omega) = 1 + \frac{q_e^2 n_{e0}}{\epsilon_0 m_e} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma_d^2 \omega^2} \quad (1.87)$$

$$2n(\omega)k_p(\omega) = \frac{q_e^2 n_{e0}}{\epsilon_0 m_e} \frac{\omega\gamma_d}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma_d^2 \omega^2} \quad (1.88)$$

При $\omega_0 \ll \omega$ из (1.87) и (1.88) получим

$$k_p(\omega) \approx \omega_p^2 \frac{\omega_0^2 \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma_d^2 \omega^2}, \quad (1.89)$$

$$n(\omega) = 1 + \omega_p^2 \frac{\omega_0^2 \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma_d^2 \omega^2}$$

$\omega_p^2 = n_{e0} q_e^2 / m_e \epsilon_0$ - называется плазменной (ленгмюровской) частотой, которая характеризует свободные колебания "электронного" газа. Величина ω_p для металлов и конденсированных сред, вследствие высокой плотности носителей зарядов, лежит в области ультрафиолетового диапазона и составляет величину $\sim 10^{16}$ Гц. Если частота электромагнитной волны $\omega \gg \omega_p$, то электроны проводимости практически не взаимодействуют с полем волны, а материал в этом спектральном диапазоне прозрачен.

Так в электронной теории можно объяснить механизм возникновения дисперсии. Соотношение, связывающее волновое число с частотой электромагнитного излучения и скоростью распространения электромагнитной волны в среде, $k = \omega/v$, называют законом дисперсии.

1.2.1.1. Временная дисперсия

Выше предполагалось, что отклик среды в некоторый момент времени t определяется полем световой волны в этот же момент времени $\vec{P}_d = \alpha_m \vec{E}(t)$. В действительности, однако, необходимо принимать во внимание неизбежную

«инерционность» среды - отклик \vec{P}_d должен «отставать» от поля \vec{E} , поскольку всякий механизм установления в среде поляризации, наведенной полем волны, требует времени. Это время точно не определено, поэтому, строго говоря, поляризация среды в данный момент должна определяться полем волны во все предыдущие моменты времени.

Итак, нелокальность во времени связи между векторами \vec{E} и \vec{P}_d приводит к зависимости от времени диэлектрической восприимчивости среды. В связи с этим говорят о временной дисперсии диэлектрической восприимчивости.

1.2.1.2. Временная дисперсия и частота излучения

Чем больше частота излучения, тем, очевидно, сильнее проявится «инерционность» среды. Поэтому эффект временной дисперсии диэлектрической восприимчивости в оптическом диапазоне должен быть достаточно ярко выраженным.

Промежуток времени $\Delta\tau$, на протяжении которого функция $\alpha_m(t) \neq 0$, зависит от времени релаксации процессов, ответственных за установление поляризации среды. Его можно оценить следующим образом:

$$\Delta\tau \approx \frac{a_0}{v_e} \approx \frac{m_e a_0^2}{\hbar} \quad (1.90)$$

где a_0 – линейный размер атома, m_e – масса электрона, v_e – скорость электрона в атоме. Полагая $a_0 \approx 10^{-8}$ см, $m_e = 10^{-27}$ г, получим $\Delta\tau \approx 10^{-16}$ с.

Если период колебаний $1/\omega$ много меньше времени $\Delta\tau$, то процесс установления поляризации среды не будет «успевать» за изменениями поля волны. Таким образом, необходимым условием наведения в среде поляризации является условие

$$\Delta\tau \leq \frac{1}{\omega} \quad (1.91)$$

В оптическом диапазоне период $1/\omega$ близок к величине $\Delta\tau$. Временная дисперсия играет заметную роль.

Чем «инерционнее» процесс поляризации среды, тем менее выражена оптическая «индивидуальность» среды. При относительно низких частотах существует обилие сред оптически отличных друг от друга, но по мере возрастания частоты излучения среды становятся оптически все более и более похожими (постепенно превращаются в оптические диэлектрики). Подчеркнем, что это есть прямое следствие возрастающей роли эффекта временной дисперсии диэлектрической восприимчивости.

При достаточно высоких частотах излучение перестает «различать» разные среды и все среды становятся в оптическом отношении одинаковыми, а величина $\varepsilon(\omega)$ для всех сред принимает универсальный вид:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{N_e \varepsilon^2}{m_e \omega^2}, \quad (1.92)$$

где N_e – полное число электронов в единице объема среды.

При $\omega \rightarrow \infty$ $\alpha_m(\omega) = 0$ и $\varepsilon(\omega) = 1$, то есть в предельном случае все среды оптически неразличимы (они совершенно прозрачны, не преломляют, не отражают и не поглощают излучения), излучение перестает «замечать» среду.

1.2.1.3. Пространственная дисперсия

Наряду с временной дисперсией следует учитывать также и пространственную дисперсию диэлектрической восприимчивости, отражающую нелокальность связи между векторами \vec{E} и \vec{P}_d в пространстве. Можно показать, что нелокальность в пространстве является следствием нелокальности во времени.

Пространственная дисперсия проявляется, когда эффективные линейные размеры области, в которой $\alpha_m(\vec{P}_d)$ отлична от нуля, превышают или по порядку величины соответствуют длине волны излучения. При $v\Delta\tau \ll \lambda$ эффект пространственной дисперсии можно не учитывать.

В оптическом диапазоне (особенно в его коротковолновой части), это условие выполняется плохо или вообще не выполняется. Поэтому в оптическом диапазоне необходимо принимать во внимание наряду с временной также и пространственную дисперсию диэлектрической восприимчивости.

1.2.2. Дисперсионные соотношения

Исследуем амплитудно-частотные $n(\omega)$, $k_p(\omega)$ и фазочастотную $\varphi(\omega)$ характеристики дисперсионных кривых (рис. 1.10).

Из выражения (1.78) (см. рис. 1.10 а) следует, что при малых частотах электромагнитной волны ($\omega \ll \omega_0$) фаза φ мала и отрицательна. Это означает, что смещение электрона из положения равновесия отстает по фазе от световой волны на очень небольшую величину. С возрастанием частоты отставание смещения по фазе увеличивается. При $\omega = \omega_0$, $\varphi = -\pi/2$ достигаются наиболее благоприятные условия передачи энергии падающей электромагнитной волны оптическим электронам атомов. При дальнейшем возрастании частоты отставание по фазе смещения от вынуждающей силы продолжает увеличиваться и при очень больших частотах ($\omega \gg \omega_0$) приближается к π .

Функция $n(\omega)$ при $\omega \rightarrow \infty$ стремится к 1. Максимальное и минимальное значение показатель преломления принимает вблизи частоты, соответствующей максимуму линии поглощения ($\omega = \omega_0$). Экстремумы можно определить, приравняв к нулю производную $\partial n(\omega)/\partial \omega$. Соответствующие расчеты показывают, что расстояние между экстремумами $n(\omega)$ равны ширине линии поглощения $k_p(\omega)$, т.е. пропорциональны коэффициенту затухания γ_d . Показатель поглощения $k_p(\omega)$ имеет форму лоренцевой линии поглощения с максимумом при $\omega = \omega_0$ и полушириной γ_d .

$$k_p(\omega) = \frac{const}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma_d/2)^2}$$

Из условий нормировки следует, что $\int k_p(\omega) d\omega = 1$, причем основной вклад в величину интеграла дает интегрирование вблизи $\omega = \omega_0$.

Графическая зависимость $n(\omega)$ от частоты называется дисперсионной кривой. Если показатель преломления растет с частотой, то дисперсия называется нормальной. Вблизи резонансной частоты ω_0 показатель преломления с увеличением частоты уменьшается. Это явление называется аномальной дисперсией.

В области прозрачности, т.е. в той области частот, для которых $(\omega_0^2 - \omega^2)^2 \gg \gamma_d^2 \omega^2$ можно положить $k_p = 0$, и тогда формула (1.87) приобретает вид

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (1.93)$$

Если диэлектрик состоит из нескольких видов атомов, имеющих собственные частоты колебаний ω_{0i} , то для дисперсии показателя преломления справедливо выражение

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{q_e^2}{\epsilon_0 m_e} \sum_i^n \frac{n_{ei}}{\omega_{0i}^2 - \omega^2} \quad (1.94)$$

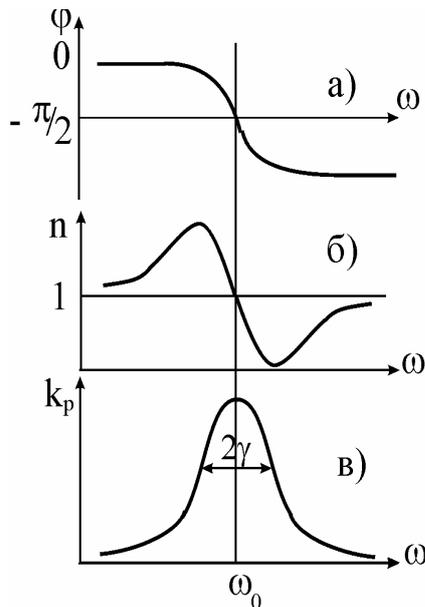


Рис. 1.10. Зависимость фазы φ (а), показателя преломления $n(\omega)$ (б), показателя поглощения $k_p(\omega)$ (в) в веществе от частоты.

Однако дисперсия создается не только в результате колебаний электронов, но и также в результате колебаний ионов. Ввиду большей массы ионов их собственная частота $\omega_0 = (k/m_i)^{1/2}$ значительно меньше частот собственных колебаний электронов, т.е. лежит в дальней инфракрасной области и не оказывает существенного влияния на ход дисперсионной кривой в видимой области спектра. Однако при использовании лазеров на CO_2 ($\lambda = 10, 6$ мкм) этот факт уже необходимо принимать во внимание. Отметим, что не все электроны под дейст-

вию поля электромагнитной волны колеблются одинаково и их вклад в дисперсию далеко не равноценен. Поэтому в уточненной формуле вместо n_{ei} должна стоять величина $f_i n_{ei}$, в которой $f_i \ll 1$ называется силой осциллятора. Только с учетом сил осцилляторов формула (1.94) дает удовлетворительное согласие с экспериментом. Сила осцилляторов может быть рассчитана только в рамках квантовой теории.

Во всей области прозрачности $n(\omega)$ растет с увеличением частоты (нормальная дисперсия). При больших частотах ($\omega \gg \omega_0$) показатель преломления стремится к единице, оставаясь меньше ее, поскольку в этом случае (1.94) принимает вид

$$n = 1 - \frac{q_e^2}{\epsilon_0 \omega} \frac{1}{\omega^2} \sum_i^n n_{ei} \quad (1.95)$$

Следовательно, для коротковолнового излучения диэлектрик является оптически менее плотной средой, чем вакуум. В частности, это значит, что от поверхности диэлектрика может наблюдаться полное отражение. В этом случае характер связи электронов в атоме не играет роли, а показатель преломления зависит лишь от общего числа колеблющихся электронов в единице объема.

2. Поглощение излучения металлами и их оптические свойства

В ИК- и видимой области оптического диапазона металлы сильно отражают падающее излучение (характерный металлический блеск). Это объясняется преимущественным рассеянием света при его взаимодействии со свободными электронами, концентрация которых достигает в металлах 10^{22} - 10^{23} см⁻³. Электроны излучают в процессе рассеяния вторичные волны, которые при сложении формируют сильную отраженную волну. Поглощение квантов света непосредственно электронами проводимости возможно только при их одновременных столкновениях с фононами, примесями, друг с другом, поверхностью металла, границами зерен и кристаллитов. Столкновения и формирование из рассеянного света отраженной волны происходит в тонком приповерхностном слое (скин-слой толщиной $\delta_s \ll 1$ мкм), в котором затухает проникающее в металл излучение.

Роль свободных электронов во взаимодействии электромагнитного излучения с металлами является определяющей в широком диапазоне частот (от радиодиапазона до ближнего ИК-диапазона).

В результате такого влияния оптические и электрические свойства металлов взаимосвязаны: чем больше статическая проводимость металла, тем сильнее он отражает свет. Отклонения возникают при низких температурах и на высоких частотах (видимая область спектра), когда важную роль играют квантовые эффекты, связанные с электронным рассеянием, межзонными переходами и др. В УФ- и более коротковолновом диапазоне с излучением взаимодействуют электроны внутренних оболочек атомов, например, в рентгеновской области спектра металлы уже не отличаются от диэлектриков по оптическим свойствам.

2.1. Распространение электромагнитных волн в проводящих средах. Основные уравнения оптики металлов

Распространение электромагнитных волн в однородной и изотропной среде, обладающей проводимостью, можно исследовать с помощью уравнений Максвелла (1.4) – (1.7), с учетом материальных соотношений (1.13). При этом необходимо учесть, что внутри однородного проводника электрическое поле отсутствует. В этом легко убедиться, применив к уравнению (1.5) операцию дивергенции (div)

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

Отсюда, с учетом (1.6), для объемной плотности зарядов ρ_e получим:

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

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\rho_e = \rho_{e0} \exp\left(-\frac{\sigma}{\varepsilon} t\right).$$

Объемная плотность заряда убывает с течением времени по экспоненциальному закону. Величина $\tau_e = \varepsilon/\sigma$ 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

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \text{grad } \rho_e$$

и

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0$$

при $\text{div } \vec{E} = 0$ описывают всю оптику токопроводящих сред. Эти уравнения запишем в виде:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0 \quad (2.2)$$

Уравнения (2.1) и (2.2) называются телеграфными уравнениями.

Члены $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$, $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ определяют затухание электромагнитной волны в веществе. Решение уравнений (2.1–2.2) будем искать в виде

$$\vec{E}(r, t) = \vec{E}_0 \exp[-i(\omega t - kr)] \quad (2.3)$$

$$\vec{H}(r, t) = \vec{H}_0 \exp[-i(\omega t - kr)], \quad (2.4)$$

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 (2.3), (2.4) соответственно в (2.1) и (2.2), учитывая

$$[\vec{\nabla}, \vec{E}] = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (\vec{\nabla}, \vec{B}) = 0,$$

$$[\vec{\nabla}, \vec{B}] = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (\vec{\nabla}, \vec{E}) = 0,$$

получим следующие соотношения:

$$\begin{aligned} [\vec{k}, \vec{H}] &= \omega\mu \left(\varepsilon - \frac{i\sigma}{\omega} \right) \vec{E} & [\vec{k}, \vec{E}] &= \omega\mu \vec{H} \\ (\vec{k}, \vec{H}) &= 0 & (\vec{k}, \vec{E}) &= 0 \end{aligned} \quad (2.5)$$

При выводе уравнений (2.5) 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

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon - i\sigma/\omega, \quad (2.6)$$

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

$$k = \frac{\omega}{v}, \quad k^2 = \frac{\omega^2}{v^2} = \omega^2\mu\varepsilon = \frac{\omega^2 n^2}{c_0^2}. \quad (2.7)$$

Для проводящей среды волновое число следует заменить комплексным волновым числом.

$$k^2(\omega) = \omega^2\varepsilon\mu - i\omega\sigma\mu = (k(\omega) - ik_i)^2 \quad (2.8)$$

Вновь разделяя действительные и мнимые части комплексного волнового числа, получим

$$\begin{aligned} k^2(\omega) &= \frac{\omega^2\varepsilon\mu}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2} + 1 \right] \\ k_i^2(\omega) &= \frac{\omega^2\varepsilon\mu}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2} - 1 \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

Если считать волновые числа в (2.3), (2.4) комплексными, то

$$\begin{aligned} E &= E_0 \exp\{-i[\omega t - (k - ik_i)x]\} = E_0 \exp(-k_i x) \exp[-i(\omega t - kx)] \\ H &= H_0 \exp\{-i[\omega t - (k - ik_i)x]\} = H_0 \exp(-k_i x) \exp[-i(\omega t - kx)] \end{aligned} \quad (2.10)$$

При выводе (2.10) мы предположили, что плоская электромагнитная волна распространяется вдоль оси x .

Из (2.10) следует, что по мере проникновения в глубь проводника фазы векторов \vec{E} и \vec{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 $\delta_s = 1/k_i$. Электропроводность металлов велика, поэтому для оптического диапазона можно считать $\sigma/\varepsilon_r\varepsilon_0\omega \approx \sigma/\varepsilon\omega \gg 1$, следовательно, в (2.9) можно пренебречь единицей. Выражение для δ_s примет вид

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2}{\sigma\omega\mu}} \quad (2.11)$$

Формула (2.11) тем точнее, чем больше частота электромагнитной волны (УФ область спектра). Выразим величину $k_i = 1/\delta_s$ через плазменную частоту ω_p :

$$k_i = \sqrt{\frac{\sigma\omega\mu}{2}} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\sigma\omega\mu_r}{2\varepsilon_0}} = \frac{\omega_p}{c_0} \sqrt{\frac{\omega\mu_r}{2\gamma_d}}, \quad (2.12)$$

где $c_0 = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$, $\omega_p^2 = Nq_e^2/(m_e\epsilon_0)$, $\sigma = N_e q_e^2/(m_e\gamma_d)$.

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

$$k_i = \frac{\omega_p}{c_0} \sqrt{\frac{\omega}{2\gamma_d}}, \quad \delta_s = \frac{c_0}{\omega_p} \sqrt{\frac{2\gamma_d}{\omega}} \quad (2.13)$$

Поясним, почему величина δ_s 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.

Рассмотренная выше теория дисперсии может быть распространена и на металлы, которые являются хорошими проводниками.

Для этого необходимо учесть, что уравнение движения свободного электрона проводимости подобно уравнению осциллятора с собственными частотами ω_0 , равными нулю

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} = \frac{q_e}{m_e} E_0 \exp(-i\omega t) \quad (2.14)$$

Согласно классической электронной теории строения вещества физические свойства металлов объясняются на основе допущений о наличии свободных электронов, движущихся между ионами кристаллической решетки и образующих особый "электронный" газ.

При наложении электрического поля свободные электроны наряду с беспорядочным тепловым движением участвуют в направленном, ускоренном движении, которое собственно и обуславливает собой электрический ток. Наличие у металлов сопротивления указывает на торможение электронов при столкновении с ионами решетки. В противном случае энергия электрона могла бы возрасти неограниченно, что привело бы к бесконечной длине свободного пробега. Это физически означает, что при столкновении электрон теряет свою скорость, приобретенную им за время, прошедшее с момента предшествующего столкновения. В этом смысле в металлах постоянная затухания γ_d выражается через время релаксации τ_r свободных электронов проводимости. Физический смысл времени релаксации заключается в том, что τ_r является характерным средним временем, за которое электрон проводимости теряет скорость своего упорядоченного движения, т. е. τ_r имеет порядок времени свободного пробега. Можно показать, что уравнение Ньютона, описывающее движение электрона проводимости, и уравнение (2.14) совпадут, если

$$\gamma_d = \tau_r^{-1} \quad (2.15)$$

Отметим, что в общем случае величина $\gamma_d = \nu_{ee} + \nu_{ei} + \nu_{ep}$, где ν_{ee} - частота электрон-электронных столкновений $\nu_{ee} \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$, ν_{ei} - частота столкновений электронов проводимости с ионами кристаллической решетки $\nu_{ei} \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$, ν_{ep} - частота столкновений электронов с ионами примеси $\nu_{ep} \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Очевидно, что основную роль в потере электроном проводимости скорости упорядоченного движения играет электрон-ионные столкновения, поэтому $\gamma_d \approx \nu_{ei}$.

В металлах γ_d можно связать с электропроводностью σ

$$\gamma_d = \frac{q_e^2 N_e}{m\sigma} \quad (2.16)$$

Поскольку в металлах плотность электронов проводимости N_e велика, то $\gamma_d = 10^{13} - 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Для большинства технологических лазеров справедливо соотношение $\gamma_d \leq \omega \leq \omega_p$.

Правомерность использования соотношения $\gamma_d = q_e^2 N_e / m_e \sigma$ для случая переменных полей подтверждена экспериментально выполнением закона Ома в металлах вплоть до очень высоких частот $\sim 10^{13} \text{ Гц}$.

В соотношениях (1.87) и (1.88) для металлов $\omega_0 = 0$, поэтому дисперсионные формулы для токопроводящих материалов можно представить в виде:

$$\begin{aligned} n^2(\omega) - k_p^2(\omega) &= 1 - \xi \\ 2n(\omega)k_p(\omega) &= \frac{\gamma_d \xi}{\omega} \end{aligned} \quad (2.17)$$

где ω - частота падающей на металл световой волны, ω_p - плазменная частота, параметр $\xi = \omega_p^2 / (\omega^2 + \gamma_d^2)$. Из этих формул можно определить показатели преломления $n(\omega)$ и поглощения $k_p(\omega)$ металлов:

$$\begin{aligned} n(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left[\left(\xi \frac{\gamma_d}{\omega} \right)^2 + (\xi - 1)^2 \right]^{1/2} - (\xi - 1) \right\}^{1/2} \\ k_p(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left[\left(\xi \frac{\gamma_d}{\omega} \right)^2 + (\xi - 1)^2 \right]^{1/2} + (\xi - 1) \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Для видимой и ИК-областей спектра, как мы уже знаем, $\omega_p \gg \omega$, $\omega_p \gg \gamma_d$, т.е. $\xi \gg 1$. Представим $n(\omega)$ и $k_p(\omega)$ в виде удобном для анализа:

$$\begin{aligned} n(\omega) &= \frac{\omega_p}{\sqrt{2(\omega^2 + \gamma_d^2)}} \left[\sqrt{1 + \gamma_d^2 / \omega^2} - 1 \right]^{1/2} \\ k_p(\omega) &= \frac{\omega_p}{\sqrt{2(\omega^2 + \gamma_d^2)}} \left[\sqrt{1 + \gamma_d^2 / \omega^2} + 1 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Показатель преломления удобно выразить через электропроводность материала σ .

Из соотношения (1.89) для комплексного показателя преломления металлов с учетом (2.15), (2.16) получим

$$n^2(\omega) = 1 - \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0 (\omega \tau_r - 1)} \quad (2.20)$$

Из выражения (2.20) следует, что дисперсия электромагнитных волн в металлах существенно различна в областях низких и высоких частот. Низкими здесь надо считать частоты, для которых выполняются неравенства $\omega \tau_r \ll 1$, $\omega \varepsilon / \sigma \ll 1$ (область ИК - спектра или область высоких температур).

Для низких частот показатель преломления металла мнимый

$$n(\omega) = i \sqrt{\frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}} \quad (2.21)$$

и, следовательно, в низкочастотной области спектра наблюдается сильное затухание (поглощение) электромагнитных волн. Из (2.19) можно получить $n \approx k_p \approx \omega_p / \sqrt{2\omega\gamma_d}$.

Для высоких частот, когда $\omega / \gamma_d \gg 1$ и $\omega > \omega_p$, показатель преломления действительный

$$n(\omega) = 1 - \frac{\sigma}{\tau_r \varepsilon_0 \omega^2} = 1 - \frac{q_e^2 N_e}{\varepsilon_0 m_e} \frac{1}{\omega^2} \quad (2.22)$$

Следовательно, для волн высоких частот металл становится прозрачным. Для таких волн показатель преломления можно записать в форме

$$n(\omega) = \sqrt{1 - (\omega_p / \omega)^2}, \quad n \gg k_p, \quad k_p \approx 0. \quad (2.23)$$

Наконец, в случае $\omega_p \leq \omega \leq \gamma_d$ (область видимого диапазона спектра) показатель преломления тоже величина мнимая, т.е. наблюдается сильное поглощение электромагнитных волн. При этом $n \approx \omega_p \gamma_d / 2\omega^2$, $k_p \approx \frac{\omega_p}{\omega}$, а $k_p \gg n$.

Очевидно, что ω_p приобретает смысл критической частоты. А именно, если $\omega < \omega_p$, то $n(\omega)$ - комплексная величина, т.е. $\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + ik_p(\omega)$: происходит поглощение электромагнитных волн. Если же $\omega > \omega_p$, то электроны совершают плазменные колебания, которые сопровождаются только изменением плотности распределенного заряда, электромагнитная волна проходит через материал без затухания, следовательно, показатель преломления становится вещественной величиной - поглощение прекращается - металл становится прозрачным.

Таким образом, в металлах существует область поглощения, простирающаяся от нулевой частоты до частоты $\omega_0 = \gamma_d$, которая в случае достаточно больших N_e переходит в область отражения, где диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = \sqrt{n}$ становится отрицательной. При дальнейшем увеличении частоты диэлектрическая проницаемость становится вновь положительной: металл приобретает диэлектрические свойства и становится прозрачным. Следовательно,

система будет обладать сильным отражением до тех пор, пока ε не обратится в нуль, а затем будет вести себя подобно прозрачному диэлектрику (рис.2.1).

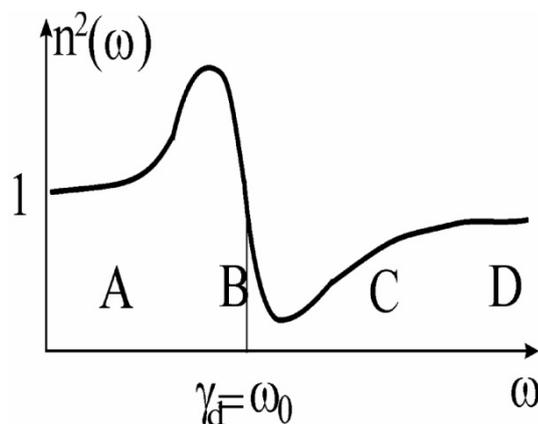


Рис. 2.1. Изменение $n^2(\omega)$ с частотой и четыре оптические области, связанные с линией поглощения: А - область прозрачности, В - область поглощения, С - область металлического отражения, D - область прозрачности.

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 , k_p).

2.1.1. Скин-эффект и его свойства

Основные представления теоретической оптики металлов и объяснение спектральных зависимостей оптических характеристик (коэффициента отражения $R(\omega)$, поглощательной способности $A(\omega)$) базируются на теории твердого тела и скин-эффекта в металле.

Вид спектральных зависимостей оптических характеристик металлов определяется соотношением длины свободного пробега электрона l_{e0} , длины пробега s электрона за период колебаний поля и величины скин-слоя δ_s или соотношением частот падающего излучения ω , плазменной частоты свободных электронов ω_p , частоты электронных столкновений γ_d и величины $\Omega = v_e \omega_p / c_0$, характеризующей влияние на поглощение эффектов пространственной дисперсии проводимости.

При $\gamma_d > \Omega$ связь между напряженностью электрического поля и плотностью наведенного тока проводимости локальна, так как либо $l_{e0} < \delta_s$, либо $s \ll \delta_s$. При этом свет затухает с глубиной экспоненциально (нормальный скин-эффект), а оптические свойства описываются комплексной диэлектрической проницаемостью $\tilde{\varepsilon}$.

Нормальный скин-эффект наблюдается при выполнении следующих условий:

$$\begin{aligned} \varepsilon\mu\omega \ll \sigma \\ j = \sigma E \end{aligned} \quad (2.24)$$

где j - плотность тока смещения.

Различают *низкочастотный нормальный скин-эффект* ($\omega \ll \gamma_d$), когда происходит проникновение электромагнитной волны в глубь металла на 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_{e0} ограничена размерами скин-слоя $l_{e0} \ll \delta_s$.

При выполнении спектральных условий $\gamma_d < \omega \ll \omega_p$ наблюдается *высокочастотный нормальный скин-эффект*. Локальная связь $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ сохраняется только в области s . 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, $\tau_e \approx 10^{-15}$ с, $l_{e0} \approx 10^{-8}$ м и, следовательно, $v_e \tau_e \ll l_{e0}$. Оптические характеристики определяются преимущественным недиссипативным затуханием света в электронной плазме металла $n < 1$, $k_p \gg 1$. Глубина скин-слоя здесь составляет $\sim 0,02 - 0,005$ мкм, поглощательная способность не зависит от частоты, а определяется эффективностью столкновений электронов.

В области нормального скин-эффекта электропроводность скин-слоя зависит от электропроводности металла $\sigma_s = \sqrt{\sigma}$.

На рис. 2.2 представлена экспериментально измеренная зависимость скин-проводимости ($\Sigma = 1/R_R$) от температуры (через $\sqrt{\sigma}$).

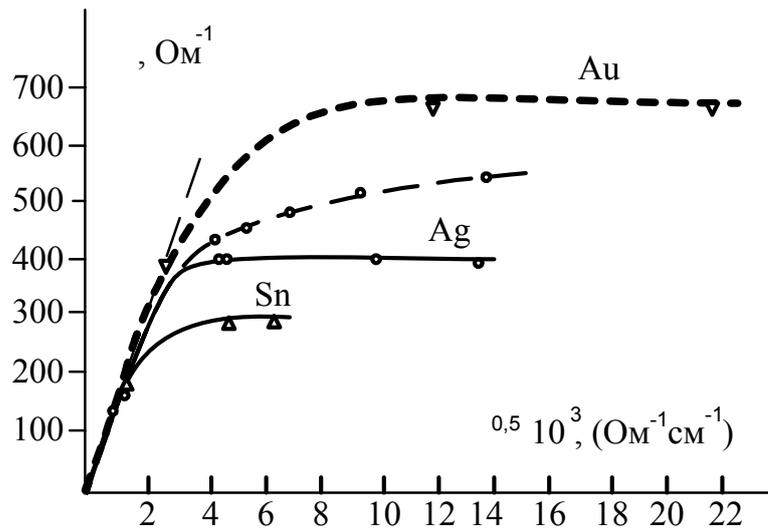


Рис. 2.2. Зависимость скин-проводимости от температуры (через $\sqrt{\sigma}$) для золота, серебра и олова

По теории классического скин-эффекта, эта зависимость должна быть прямой линией, проходящей через начало координат. Из хода экспериментальной зависимости $\Sigma = 1/R_R$ от температуры (через $\sqrt{\sigma}$) 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 (2.24) 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 ($\omega\tau_e < 1$) и при пренебрежимо малых токах смещения имеем, что $\sigma_s = \sqrt{\sigma}$. Эта формула верна лишь для $\lambda > 10^{-4}$ м при комнатных температурах, и для $\lambda = 0,1$ м при температурах жидкого гелия, где τ_e - велико;

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

в) $\omega\tau_e \gg 1$, ток смещения становится значительным. При этих частотах $\omega \geq \omega_p = N_e q_e^2 / m_e \epsilon_0$ 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 $\omega = 2\pi/\lambda\sqrt{\varepsilon\mu}$, формулу (2.11) можно представить и виде

$$\delta_s = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi\sigma}} \left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^{1/4} \quad (2.25)$$

Для меди $\sigma = 5,14 \cdot 10^7$ ом/м. Для световых волн ($\lambda = 1$ мкм) глубина проникновения $\delta_s = 4$ нм, т.е. говорить о распространении света в проводнике не имеет смысла. Однако уже для радиоволн ($\lambda = 10^3$ м) глубина проникновения составляет $\delta_s = 2,5$ мм. Естественно, что эти оценки примерно указывают те толщины листового металла, которые необходимы для экранирования соответствующих длин волн. Отметим, что электромагнитные волны, особенно низкочастотные ($\omega\varepsilon/\sigma \ll 1$), хорошо отражаются от металлов. Это отражение, как ни странно, физически связано с затуханием электромагнитной волны в тонком поверхностном слое металла (2.13). 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,

$$v_\varphi = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \left\{ \frac{2}{[1 + (\sigma/\omega\varepsilon)^2]^{1/2} + 1} \right\}^{1/2} \quad (2.26)$$

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

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{\mu\varepsilon}} \left\{ \frac{2}{[1 + (\sigma/\omega\varepsilon)^2]^{1/2} + 1} \right\}^{1/2}, \quad (2.27)$$

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

$$\tilde{k}(\omega) = k(\omega) \exp(i\varphi), \quad k(\omega) = \sqrt{k^2 + s^2}, \quad \operatorname{tg}\varphi = \frac{k_i}{k} \quad (2.28)$$

Тогда уравнение $[\vec{k}, \vec{E}] = \omega\vec{B}$, может быть записано в виде

$$\vec{B} = \frac{k(\omega)}{\omega} \exp(i\varphi) [\vec{k}_0, \vec{E}], \quad (2.29)$$

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

Из соотношений (2.10) и (2.29) следует, что электрический и магнитный вектора электромагнитной волны в проводящей среде колеблются с разностью фаз φ

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-k_i x) \exp[-i(\omega t - kx)]$$

Причем, учитывая (2.9) и $\sigma/\varepsilon\omega \gg 1$ получаем

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

Это означает, что фаза колебаний \vec{B} отстает от фазы колебаний вектора \vec{E} .

2.2. Оптические свойства металлов

Напомним, что коэффициент отражения R и коэффициент пропускания T можно определить как отношение нормальных компонент усредненного по времени вектора Пойнтинга \vec{W} 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.

$$T + R + A = 1 \quad (2.30)$$

(A - поглощательная способность вещества.)

В случае, когда электромагнитная волна падает на поверхность металла из воздуха, поступим уже известным способом. 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:

$$\begin{aligned} \tilde{n} &= n - ik_p \\ \tilde{k}_0 &= k - ix \end{aligned} \quad (2.31)$$

Введем величину $z = \lambda/(4\pi k_p)$, 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 $k_p = 2.82$, $z = \lambda/(4\pi k_p) = \lambda_0/35,4$. 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 (2.6) с учетом того, что $n = \sqrt{\varepsilon}$ имеем

$$\tilde{n}^2 = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega} = (n - ik_p)^2. \quad (2.32)$$

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

$$\begin{aligned} n^2 k_p^2 &= \varepsilon \\ 2k_p n &= \frac{\sigma}{\omega} \end{aligned} \quad (2.33)$$

В случае идеального проводника $k_p \gg n$, $R = 1$ – 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)

$$A = 1 - R = \frac{4n}{(n+1)^2 + k_p^2} \quad (2.34)$$

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

В таблице 1 приведены значения величин n , k_p и R при комнатной температуре для некоторых металлов в видимой и ИК-области.

Таблица 1. Оптические постоянные 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

На рис. 1.2 приведены реальные зависимости $R(\lambda)$ и зависимость поглощательной способности A от $1/\sigma$ на длине волны $\lambda=1$ мкм для некоторых металлов.

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

Сопоставление данных этой таблицы со значениями электропроводности (2.33) не дает удовлетворительного результата, что не является неожиданным. При выводе формул (2.33) 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.

Поскольку в длинноволновой области спектра (область низкочастотного нормального скин-эффекта) $\omega \ll \gamma_d$, $\frac{\sigma}{\omega} \gg \varepsilon$, и $n = \sqrt{\sigma/\omega}$, то для поглощательной способности можно получить известные формулы Друде

$$A = \frac{4n}{2n^2} = \frac{2}{n} = 2 \left(\frac{\omega}{\sigma} \right)^{1/2} = 2(\omega \rho_e)^{1/2} \quad (2.35)$$

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

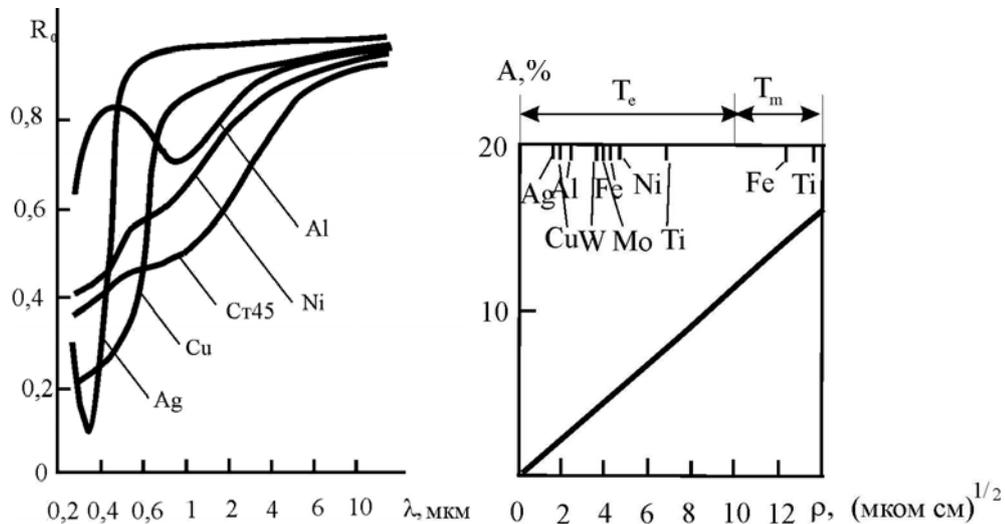


Рис. 2.3. а – зависимость отражения R от длины волны. б – зависимость A от $1/\sigma$ для некоторых металлов при $\lambda = 1$ мкм

Следует подчеркнуть, что формулы (2.34) справедливы лишь в длинноволновой области спектра ($\lambda > 100$ мкм). Однако для некоторых материалов соотношения (2.34) справедливы и в области $1 < \lambda < 10$ мкм. При выполнении условия $\gamma_d \leq \omega \ll \omega_p$ (область *высокочастотного нормального скин-эффекта*) имеем из формулы (2.34) в высокочастотной области спектра $n \ll k_p$, т.к.

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

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

$$A \approx \frac{4n}{k_p^2} \approx \frac{2\gamma_d}{\omega_p} \ll 1,0 \quad (2.36)$$

Очевидно, что нормальный скин-эффект наблюдается при строгом выполнении дифференциального закона Ома $\vec{j} = \sigma \vec{E}$. В этом случае толщина скин-слоя всегда больше длины свободного пробега электрона l_{e0} ($l_{e0} \ll \delta_s$). Поглощение электромагнитных волн носит объемный характер. При этом типичная зависимость A от частоты падающего потока имеет вид

Для благородных металлов поглощательная способность ($A \approx 0,01 \div 0,2$) 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 поглощательной способности пропадает, т.к. частота межзонных переходов не зависит от температуры. 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 $\omega > \gamma_d$, то $A \sim T$, а при переходе в область высоких частот $A \sim \sqrt{T}$.

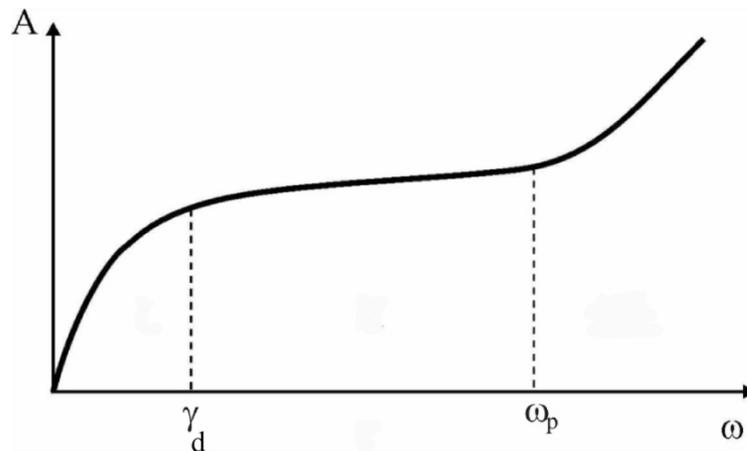


Рис. 2.4. Теоретическая зависимость поглощательной способности металла от частоты.

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_e и длины волны падающего светового потока λ можно считать, что электроны свободны, если $N_e \gg 1/\lambda^3$ и модель свобод-

ных электронов не работает при $N_e \ll 1/\lambda^3$. Для металлов $N_e \approx 10^{28} \text{ м}^{-3}$, $\lambda \approx 10^{-6}$ 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.2.5).

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

Концентрацию электронов, которые поглощают падающее на металл излучение, можно оценить с помощью соотношения $n_e = h\nu N_{e0} / \varepsilon_F$, где $N_{e0} \sim 10^{28} \text{ м}^{-3}$ - число электронов проводимости в металле, ε_F - энергия Ферми, ν - частота падающего света. Например, для рубинового лазера $h\nu = 1,7$ эВ, то есть в меди тепловому воздействию подвергаются $n_e / N_{e0} = 25\%$ всех электронов проводимости.

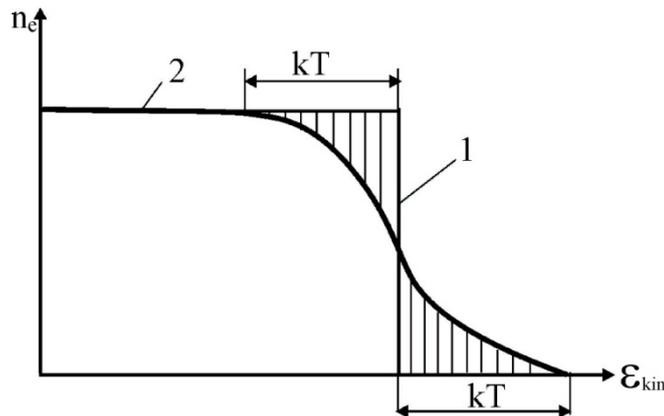


Рис. 2.5. Распределение электронов по состояниям при $T = 0$ (кривая 1) и при $T > 0$ (кривая 2) заполнение энергетических уровней (возбужденные состояния вследствие теплового движения показаны штриховкой)

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. 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 $v_F = (2\varepsilon_F/m_e)^{1/2} = 1,5 \cdot 10^6$ м/с, в то время как скорость звука $v_s = 10^3$ 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 ($\delta_s = 10^{-8}$ м), а в слое l_α

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

где D_e - 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

$$\tau_{ei} = \frac{1}{v_{ei}} = 10^{-12} \div 10^{-11} \text{ с.}$$

Однако, в ряде случаев скорость Ферми столь велика, что длина свободного пробега электрона становится больше толщины скин-слоя. Именно в этом случае и наблюдается аномальный скин-эффект.

Особенности в оптическом поглощении появляются при *аномальном скин-эффекте*, когда $\gamma_d < \Omega$ или $l_{e0} > \delta_s$. Строгая теория здесь основывается на решении кинетического уравнения для неравновесной функции распределения электронов по энергиям в поле световой волны. Из теории следует, что существует особое, поверхностное поглощение, которое зависит от типа рассеяния свободных электронов на поверхности металла и возникает вследствие пространственной дисперсии проводимости. Поглощательную способность материала можно представить в виде

$$A = A_v + A_s \quad (2.37)$$

где A_v - объемная поглощательная способность, а A_s - поверхностная поглощательная способность.

В области частот $\gamma_d < \omega < \Omega$ (*сильно аномальный скин-эффект*) основным механизмом поглощения является зеркальное отражение электронов на поверхности. В области слабо аномального скин-эффекта $\Omega < \omega \ll \omega_p$ $A_v = 2\gamma/\omega_p$ и $A_s = 3v_F\vartheta/4c_0$ (ϑ - феноменологический коэффициент Фукса зеркального отражения электронов $0 \leq \vartheta \leq 1$, зависящий от микрогеометрии поверхности). 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.

3. Поглощение света и передача энергии в полупроводниках

В случае полупроводников процесс поглощения света более сложен, чем в металлах. В полупроводниках, имеющих при комнатной температуре незначительную концентрацию свободных электронов, поглощение света определяется, в основном, связанными электронами (имеются в виду собственные полупроводники). Сильно поглощать излучение на частоте ω будут лишь те полупроводники, для которых энергия кванта $\hbar\omega$ больше ширины запрещенной зоны ε_g .

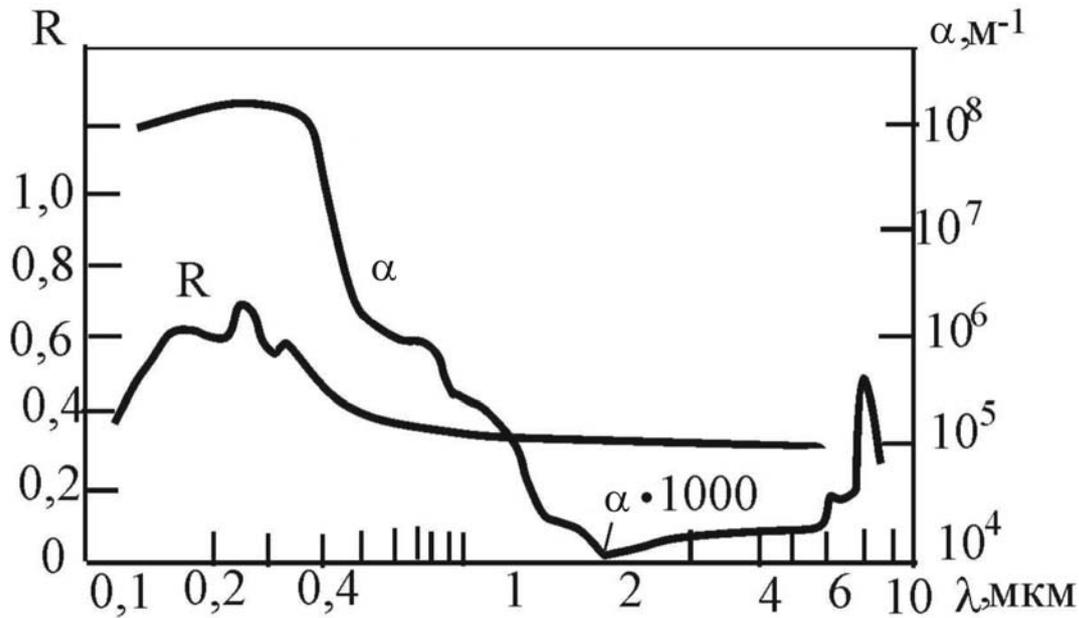


Рис. 3.1. Экспериментальные зависимости $R(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ для кристаллического кремния.

Зависимости оптических характеристик полупроводников от длины волны имеют сложный характер, что связано со сменой механизмов поглощения при изменении длины волны. На рис. 3.1 приведены экспериментальные спектры отражения и поглощения кремния. Как следует из рис. 3.1, в кристалле Si поглощение света с длиной волны $\lambda > 1$ мкм мало, хотя коэффициент отражения достаточно велик. При $\lambda < 1$ мкм поглощение в кристаллическом кремнии резко возрастает. В ближнем ультрафиолетовом диапазоне при условии $\omega > \omega_p$ значение R и k_p снова падает, как и в металлах.

Ниже мы ограничимся рассмотрением случая, когда $\hbar\omega > \varepsilon_g$ и обеспечиваются условия сильного поглощения – поглощающие полупроводники.

3.1. Оптические процессы в поглощающих полупроводниках

У всех полупроводников (см., например, рис. 3.1) существует широкая спектральная область интенсивного поглощения, ограниченная со стороны длинных волн резким краем. Это обусловлено тем, что поглощение фотонов с

достаточно большой энергией сопровождается переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости. Свет же с частотой $\omega < E_g/\hbar$ проходит сквозь собственный (не содержащий примесей) полупроводник, не вызывая фотоионизации. Возрастание коэффициента поглощения для фотонов с энергиями $\hbar\omega > E_g$, позволяет оценить значение ширины запрещенной зоны. Неточность в значении E_g обычно не превышает 0,03 эВ для монокристаллических образцов. Данные об оптической ширине запрещенной зоны ряда полупроводников приведены в таблице.2.

Таблица.2. Ширина запрещенной полосы некоторых полупроводников, определенная оптическим методом.

Вещество	ε_g , 300 К, эВ	ε_g при 0 К, эВ	Вещество	ε_g , 300 К, эВ	ε_g при 0 К, эВ
Si	1,09	1,14	GaP	2,24	2,4
Ge	0,66	0,75	GaAs	1,45	1,53
InP	1,25	1,34	GaSb	0,70	0,80
InAs	0,35	0,45	AlSb	1,60	1,70
InSb	0,175	0,25			

Следует отметить, что ширина запрещенной зоны полупроводников зависит от температуры (см. рис. 3.2). Эту зависимость связывают, в первую очередь, с температурным изменением размеров элементарной ячейки кристалла. На основе представлений квантовой теории о возникновении зон разрешенной энергии из атомных уровней при сближении атомов удастся качественно объяснить как сужение запрещенной зоны при возрастании температуры, характерное для большинства полупроводников, так и обратный эффект, имеющий место, например, в кристаллах типа *PbS*.

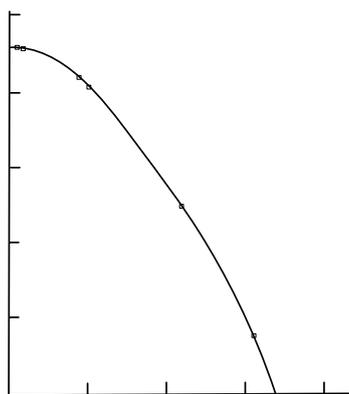


Рис. 3.2. Зависимость «оптической» ширины запрещенной полосы германия от температуры

Наличие полос поглощения (селективного поглощения) вблизи края основной полосы объясняют существованием экситонного механизма поглощения света. *Экситон* можно представить себе как возбужденное состояние, пере-

ходящее от одной ячейки кристалла к другой, или как систему, состоящую из электрона и положительной дырки, напоминающую атом водорода.

Представление о возбужденных состояниях электронной системы кристалла, не связанных с локализованными центрами, было выдвинуто Я.И. Френкелем, предложившим для обозначения таких состояний термин «экситон». Поглощение света в дополнительной полосе не сопровождается возникновением фотопроводимости. Из этих представлений следует, во-первых, что движение экситона в кристалле не создает электрического тока и, во-вторых, что для образования экситона необходима меньшая энергия, чем для генерации пары свободных носителей – электрона и дырки.

Экситон может окончить свое существование либо в результате теплового «довозбуждения», т.е. термической диссоциации, сопровождающейся возникновением электрона и дырки, либо отдавая свою энергию решетке. Возможно также исчезновение экситона с испусканием фотона. Этот процесс является своеобразным случаем излучательной рекомбинации неравновесных носителей.

Неселективное поглощение свободными электронами, отчетливо наблюдаемое в широкой длинноволновой области спектра ($\hbar\omega < \varepsilon_g$), обусловлено переходами электронов внутри одной зоны, например зоны проводимости (часто это поглощение не совсем точно называют «поглощением свободными носителями»). Коэффициент поглощения в этом случае приблизительно пропорционален концентрации свободных носителей. Как правило, их концентрация незначительна, по порядку величины она составляет $\sim \exp(-2\varepsilon_g/k_B T)$ от концентрации электронов, участвующих в процессе собственного поглощения. Вследствие экспоненциальной зависимости количества электронов проводимости от температуры поглощение этого типа резко возрастает при увеличении температуры.

В действительности, для носителей в совершенной периодической решетке, не возмущенной тепловым движением, в соответствии с законом сохранения импульса (правило отбора $\bar{k}_i \approx \bar{k}_f$) переходы в одной зоне являются запрещенными. Однако тепловые колебания и структурные нарушения, с которыми могут взаимодействовать носители тока, обуславливают возможность переходов внутри зоны.

Используя подход аналогичный примененному для расчета коэффициента поглощения свободными электронами в металле, можно показать, что

$$\alpha \sim \lambda^2. \quad (3.1)$$

Если учитывать взаимодействие электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне с решеткой, а также влияние примесей и дефектов

$$\alpha \sim \lambda^{3/2}. \quad (3.2)$$

В случае очень высоких концентраций ионизованных примесных центров, коэффициент поглощения α должен зависеть от длины волны, как $\lambda^{7/2}$; при этой длине волны коэффициент поглощения должен быть пропорционален квадрату концентрации примесных центров.

В отличие от поглощения, описанного выше и характеризуемого монотонным возрастанием α с длиной волны, в определенных случаях возможно существование сравнительно узких спектральных полос поглощения, также связанных с взаимодействием излучения с носителями тока. Наиболее изученным случаем селективного поглощения носителями тока является поглощение дырками в кристаллах *Ge*. Было установлено, что в области за краем основной полосы поглощения, вблизи 3,4 мкм и 4,7 мкм, а также при длинах волн, превышающих 10 мкм, имеют место полосы поглощения, интенсивность которого пропорциональна концентрации дырок.

В отличие от кристаллов *Ge*, несмотря на большое сходство в структуре валентных зон, в кристаллах *Si* селективного поглощения дырками практически не наблюдается. Исследование ИК-спектров поглощения некоторых из интерметаллических соединений, например *GaSb* и *InAs*, указывает на наличие селективного поглощения свободными носителями, по-видимому, так же, как и в *Ge*, связанного с переходами между ветвями сложной валентной зоны

При достаточно низких температурах электроны из зоны проводимости вымораживаются на примесные центры. При поглощении фотонов, обладающих энергией $\varepsilon_{ph} = \omega\hbar \approx \varepsilon_p$, эти электроны могут быть опять возбуждены (заброшены) в зону проводимости. По величине энергии ионизации примесные состояния условно разделяют на «глубокие» и «мелкие».

Обычно поглощение на примесях проявляется в виде широкого непрерывного спектра, простирающегося до края основной полосы поглощения. Охлаждая полупроводник до температуры жидкого гелия, спектр поглощения можно сузить в отдельные линии.

ИК-поглощение глубокими уровнями. Глубокими уровнями обычно называют те уровни, вероятность термической ионизации которых при комнатной температуре мала.

Существование примесных центров или дефектов структуры с глубокими уровнями часто определяет такие основные физические характеристики полупроводника, как скорость рекомбинации неравновесных носителей, спектральную область фотопроводимости, а также спектр люминесценции.

Естественно ожидать, что за длинноволновым краем полосы собственного поглощения может наблюдаться поглощение, связанное с фотоионизацией или возбуждением глубоких уровней. Такое поглощение действительно наблюдается в полупроводниках с широкой запрещенной полосой (*CdS*, *ZnS*), а также в кристаллах кремния, в которых путем облучения быстрыми электронами или нейтронами созданы структурные дефекты. Глубокие уровни часто соответствуют вторичной и т.д. ионизации примесного атома или дефекта. В наиболее изученных полупроводниках (германий и кремний) энергию ионизации большинства глубоких примесных уровней, обусловленных атомами *Au*, *Fe*, *Co* и других элементов, определили не по данным оптического поглощения, а путем электрических измерений или по спектральной зависимости примесной фотопроводимости.

Поглощение света при возбуждении колебаний кристаллической решетки. Так же, как и при возбуждении колебаний с участием атомов примесей, поглощение света вследствие возбуждения колебаний кристаллической решетки не сопровождается фотоионизацией. Этот тип поглощения характерен для ионных кристаллов, каждый из которых имеет, обычно в далекой ИК-области, полосу интенсивного поглощения и несколько смещенный относительно нее максимум отражательной способности.

Интенсивность полос не зависит от типа и концентрации электрически активных примесей. Показано, что интенсивность поглощения в этих полосах пропорциональна среднему квадратичному смещению атомов при тепловом возбуждении. Для объяснения причины существования полос поглощения полагают, что тепловое движение атомов (или наличие структурных дефектов) деформирует распределение заряда в кристалле, создавая электрические диполи, с которыми может взаимодействовать падающее ИК-излучение.

3.2. Рекомбинация и захват электронов и дырок в полупроводниках

Анализ явлений захвата и рекомбинации носителей, связанных с локальными центрами и дефектами, удобно провести на основании схемы соответствующих электронных переходов, приведенной на рис. 3.3. Переходы 1, 2 и 3 (рис. 3.3а) соответствуют поглощению света: в основной полосе – 1 и локализованными примесями – 2, 3. В случае 1 возникает пара свободных носителей, в случае 2 – свободный электрон и связанная (локализованная) дырка, в случае 3 – свободная дырка и связанный электрон. Электронные переходы, соответствующие возникновению экситонов или возбужденных примесных центров, а также внутризонные переходы не указаны, так как они не сопровождаются появлением свободных носителей.

Возникшие в результате фотоионизации неравновесные электроны и дырки существуют до тех пор, пока они не будут захвачены примесными центрами. Этот процесс обычно является более вероятным, чем непосредственная рекомбинация или образование экситона. Центры, способные захватывать свободные носители (ловушки), разделяют на: центры прилипания (в случае, если захваченный носитель имеет большую вероятность обратного термического возбуждения в свободное состояние по сравнению с вероятностью рекомбинации на центре с носителем противоположного знака), и рекомбинационные центры (если наиболее вероятной для захваченного носителя является рекомбинация с носителем противоположного знака).

Вообще говоря, центр с энергетическим уровнем вблизи одной из зон обычно действует как центр прилипания, а центр с уровнем вблизи середины запрещенной полосы – как рекомбинационный центр. Различие между центрами прилипания и рекомбинационными центрами определяется соотношением вероятностей термического освобождения и рекомбинации.

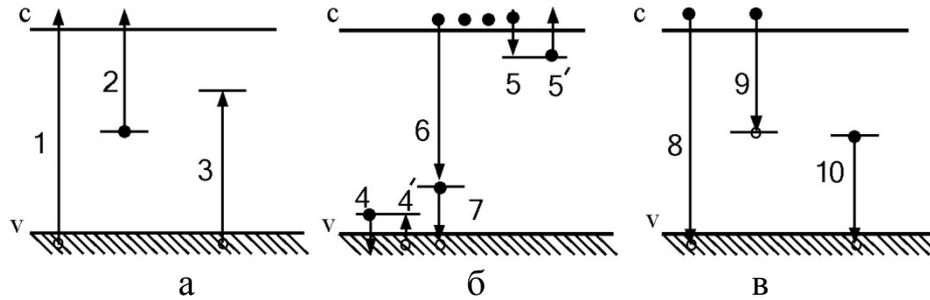


Рис. 3.3. Электронные переходы в полупроводнике с локальными центрами: а – фотоионизация, б – захват носителей, в – рекомбинация

Переходы 4 и 4' и 5 и 5' на рис. 3.3 б обозначают захват и термическое освобождение носителей; переход 6 соответствует захвату электрона рекомбинационным центром, а электронный переход 7 – захвату дырки.

При одной температуре или уровне возбуждения центр может действовать в качестве центра прилипания, а при других условиях – в качестве центра рекомбинации.

На схеме рис. 3.3 в обозначены три основных электронных перехода, соответствующих рекомбинации: во первых, свободный электрон может непосредственно рекомбинировать со свободной дыркой (переход 8). Переходы этого типа обычно являются излучательными, т.е. освобождающаяся энергия излучается в виде фотона с энергией, примерно равной ширине запрещенной зоны. Вероятность непосредственной рекомбинации обычно очень мала и не определяет средних значений времени жизни неравновесных носителей.

Более вероятным процессам рекомбинации соответствуют переходы типа 9, т.е. захват электрона центром, вблизи которого находится связанная с ним дырка, или типа 10, т.е. захват дырки центром, вблизи которого локализован электрон. Эти переходы также могут быть излучательными.

Таким образом, возвращение электронной системы кристалла из возбужденного состояния в равновесное может сопровождаться люминесценцией (которую называют также «рекомбинационным излучением» полупроводников). Вероятность, т.е. «скорость» рекомбинации в значительной мере определяется тем, каким способом преобразуется энергия возбужденных (неравновесных) носителей. Возможны различные процессы преобразования или рассеяния энергии неравновесных носителей, в том числе: испускание света (фотонов); передача энергии возбуждения кристаллической решетке, т.е. испускание фононов; передача избытка энергии двух рекомбинирующих носителей третьему носителю, т.е. процесс, обратный ударной ионизации. Этот процесс называют «ударной рекомбинацией» или эффектом Оже.

Разумеется, возможны и комбинации двух процессов передачи энергии, например, испускание фотона и одновременное возбуждение фононов.

В случае, когда возникает несколько фононов, они могут появляться либо одновременно, либо последовательно (каскадом) по мере того, как захватываемый локальным центром носитель приближается к центру, а затем движется вблизи центра, то испуская, то поглощая фононы до тех пор, пока не произойдет захват или пока носитель не удалится вновь от центра.

Рекомбинация и захват носителей центрами на поверхности полупроводников. Поверхность полупроводника представляет собой неизбежное макроскопическое нарушение периодичности кристаллической решетки. На электронные процессы на поверхности и вблизи поверхности полупроводника оказывают влияние не только сами центры захвата и рекомбинации, но и состояние области пространственного заряда, которая обусловлена существованием поверхностных локальных центров. Такие центры могут быть связаны как непосредственно с обрывом периодичности (уровни Тамма), так и с адсорбированными атомами или молекулами.

Влияние примесей на скорость рекомбинации носителей тока. Наиболее эффективно повышают темп рекомбинации носителей тока примеси, которые создают в запрещенной зоне уровни глубокого залегания. Такие примеси способны снижать время жизни неосновных носителей тока до $10^{-7} - 10^{-9}$ с. Поскольку скорость рекомбинации неосновных носителей ограничивается обычно эффективностью их захвата, то определяющее значение в этом процессе имеют те уровни (с наибольшим сечением захвата), концентрация которых максимальна.

В *Ge* и *p-Si* акцепторные примеси являются обычно центрами рекомбинации электронов и дырок, поскольку в большинстве случаев сечение захвата ими основных носителей намного превышает значение этого параметра для неосновных носителей.

Рекомбинационный захват носителей локальными центрами. В подавляющем большинстве случаев время жизни неравновесных носителей в полупроводниках определяется не прямой рекомбинацией, а наличием дефектов, в первую очередь – локальных центров в кристаллах.

В отличие от прямой рекомбинации, скорость которой определяется концентрациями носителей и одной константой (вероятностью), процесс рекомбинации на локальных центрах определяется также степенью их заполнения. Степень заполнения связана с концентрацией свободных носителей через вероятность (эффективное поперечное сечение) захвата электрона незанятым центром и эффективное сечение захвата дырки центром, на котором локализован электрон.

В таблице 3 приведены значения n и ϵ для элементов IV группы системы Менделеева и некоторых их интерметаллических соединений типа A_3B_5 .

3.3. Процессы передачи энергии в поглощающих полупроводниках

При анализе теплового действия лазерного излучения на полупроводники выделяют следующие механизмы поглощения света:

1) *Собственное* (межзонное) поглощение света ($\hbar\omega > \epsilon_g$). В этом случае один из валентных электронов становится свободным, одновременно образуется дырка (образуется электронно-дырочная пара). Процесс межзонного поглощения это внутренний фотоэффект, при этом коэффициент поглощения составляет $\alpha \approx 10^3 - 10^5 \text{ см}^{-1}$.

2) Внутризонное поглощение (*поглощение свободными носителями* – электронами и дырками). По своей сути аналогично поглощению свободными электронами в металле, отличие лишь в концентрации свободных носителей ($n_{e,p} \sim 10^{14} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Коэффициент этого поглощения $\alpha \sim n_{e,p}$, $\alpha \sim \lambda^2$.

3) *Примесное поглощение* – участвуют энергетические состояния в запрещенной зоне ($\hbar\omega < \varepsilon_g$), $\alpha \leq 10 \text{ см}^{-1}$.

4) Решеточное (остаточное) поглощение. Оно имеет место тогда, когда свет взаимодействует непосредственно с ионами полупроводника. При этом электронная подсистема остается незадействованной. Иначе, это взаимодействие фотона с фононом (оно квантовано, но линии довольно широкие); $\alpha \sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ (в резонансе).

Таблица 3. Значения n и ε для некоторых полупроводников.

	n	ε		n	ε
Алмаз	2,417	5,9	InSb	3,988 *)	15,9
Si	3,446 *)	11,8	GaP	2,97 **)	8,4
Ge	4,006 *)	16,0	GaAs	3,348 *)	11,1
InP	3,37 **)	10,9	GaSb	3,748 *)	14,0
InAs	3,428 *)	11,7	AlSb	3,188 *)	10,1

* метод призмы, ** данные об отражении.

В зависимости от того, с помощью какого механизма и в каком виде высвобождается энергия возбужденного носителя, можно выделить основные виды рекомбинации.

1. *Излучательная рекомбинация* – результатом которой является возникновение световых квантов. Вероятность излучательной рекомбинации может быть рассчитана как квантовомеханически (для водородоподобных и для глубоких уравнений), так и на основе применения принципа детального равновесия – для центров с различными сечениями. Известна зависимость излучательной рекомбинации от сильного электрического поля, от слабых и сильных световых потоков, а также от упругой деформации.

2. *Безызлучательная рекомбинация* - выделяющаяся при переходе неравновесного носителя на локальный центр энергия переходит в энергию тепловых колебаний решетки. Вероятность безызлучательной рекомбинации сильно зависит от глубины залегания уровня. В случае если центр глубокого залегания имеет значительное число возбужденных состояний, захваченный носитель может «рассеять» свою энергию, опускаясь последовательно «по лестнице» возбужденных состояний.

3. *Ударная рекомбинация* характеризуется передачей энергии, высвобождающейся при рекомбинации другому носителю, который рассеивает ее впоследствии при взаимодействии с колебаниями решетки. Ударная рекомбинация представляет собой процесс, обратный процессу ударной ионизации. Процесс ударной рекомбинации может играть существенную роль в Ge, причем сечения захвата в этом случае должны быть пропорциональными концентрации носителей тока. Независимость сечения захвата от концентрации показывает, что, по

крайней мере, до концентраций $n_{e,p} \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ударная рекомбинация не является доминирующей, но становится ею при высоких уровнях возбуждения.

Рассмотрим собственное поглощение, $\hbar\omega > \varepsilon_g$. Начальная стадия процесса воздействия связана с переходом электронов валентной зоны в зону проводимости (внутренний фотоэффект) (см. рис. 3.4). При межзонном поглощении энергия поглощенного кванта в кинетическую практически не превращается, а становится потенциальной энергией. В тепло за счет столкновений может перейти энергия $\varepsilon_{min} \approx \hbar\omega - \varepsilon_g$ (время перехода $\tau_{ee} \sim 10^{-13}$ с). Потенциальная энергия неравновесных электронов $\varepsilon_{pot} \approx \varepsilon_g$ в тепло просто так не переводится. Рост концентрации неравновесных электронов ограничивается процессами рекомбинации, а также амбиполярной диффузией, обусловленной градиентом концентрации неравновесных носителей (электронов и дырок) в зоне воздействия лазерного излучения.

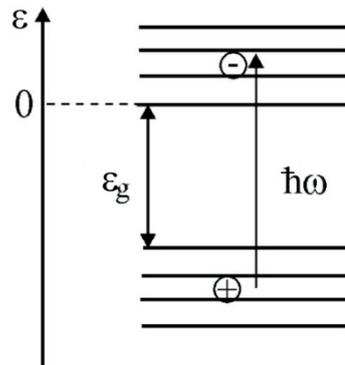


Рис. 3.4. Собственное поглощение $\hbar\omega > \varepsilon_g$.

Процессы безызлучательной рекомбинации переводят в тепло ε_{pot} . Время безызлучательной рекомбинации $\tau_{pek} \sim 10^{-10} - 10^{-2}$ с (диапазон может быть и шире). Междзона излучательная рекомбинация переводит потенциальную энергию неравновесных носителей ε_{pot} в кванты излучения, которые либо покидают полупроводник, либо вновь поглощаются в нем.

Таким образом, в полупроводниках имеются быстрые процессы перевода излучения в тепло ($\varepsilon_{kin} \rightarrow$ тепло) и медленные процессы ($\varepsilon_{pot} \rightarrow$ тепло).

Как было сказано выше, поглощение излучения свободными электронами проводимости в полупроводниках происходит при ($\hbar\omega > \varepsilon_g$), т.е. за краем полосы собственного поглощения. Как правило, оно незначительно, поскольку мала концентрация свободных носителей. Воздействие лазерного излучения на полупроводник приводит к появлению неравновесных свободных электронов, которые существуют пока идет процесс фотовозбуждения. Концентрация этих носителей может достигать 10^{19} см^{-3} и более.

Увеличение концентрации свободных электронов изменяет электрические и оптические характеристики полупроводников, в частности их отражательную способность. При поглощении излучения свободными носителями возможен «разогрев» первоначально малого количества электронов в зоне проводимости,

что ведет к увеличению концентрации электронов в результате термической ионизации валентной зоны, т.е. может иметь место самоускоряющийся процесс разогрева вещества.

В этом случае полупроводник по своим оптическим свойствам приближается к металлам – его отражательная способность возрастает. Так, для германия она удваивается при плотности мощности $q \sim 10^7$ Вт/см², а коэффициент поглощения достигает значений $10^4 - 10^5$ см⁻¹. Одновременно изменяется частота электрон-ионной релаксации ν_{ei} , приближаясь к аналогичной для металлов.

Поглощение светового излучения примесными центрами также зависит от соотношения энергии кванта $h\nu$ и «энергетического» расстояния между примесным уровнем и дном зоны проводимости или верхним краем валентной зоны. Поглощение этого вида обусловлено концентрацией примесных центров в веществе.

Максимум поглощения излучения решеткой лежит в далекой инфракрасной области ($\sim 10 - 100$ мкм) и для лазерного излучения в видимой и ближней инфракрасной областях спектра большого интереса не представляет. Исключения составляют процессы воздействия непрерывного излучения мощных СО₂-лазеров на металлы в окислительной среде, приводящие к образованию полупроводниковых слоев на поверхности металла. Для прозрачных полупроводников, у которых коэффициент поглощения мал, существенную роль в процессах поглощения излучения и последующего разрушения могут играть различные центры поглощения (скопления примесей, пузырьки газа, микротрещины и т.д.).

Рассмотрим пространственное распределение выделения тепла для различных механизмов поглощения.

Характерная глубина поглощения света $l_\alpha \sim \frac{1}{\alpha} = f(\hbar\omega - \varepsilon_g) \sim 10^{-5} - 10^{-3}$ см

на этих глубинах происходит генерация свободных носителей.

Выделение тепла ($\varepsilon_{pot} \rightarrow$ тепло) происходит на глубине порядка $l_D \sim \sqrt{D_{e,p} \tau_{pek}} \sim 10^{-4} - 10^{-1}$ см (может быть и больше). На этих же глубинах происходит и переход в тепло энергии, поглощенной свободными носителями.

Перенос энергии от поверхностных слоев полупроводника к его объему осуществляется теплопроводностью. В начальной стадии процесса, когда концентрация свободных электронов в полупроводнике незначительна, преобладает решеточная теплопроводность. По мере роста концентрации n_e все большая часть энергии переносится электронами проводимости, и они вносят существенный вклад в суммарную теплопроводность. Перенос энергии в полупроводниках может также осуществляться с помощью рекомбинационного излучения.

3.3.1. Особенности собственного поглощения

Квантовомеханический анализ вероятности перехода электрона из состояния i в валентной зоне в состояние f в зоне проводимости показывает, что такие переходы возможны только тогда, когда выполняется правило отбора

$$\vec{k}_i + \vec{k} = \vec{k}_f. \quad (3.3)$$

Так как волновые векторы электрона в начальном и конечном состояниях много больше волнового вектора фотона, правило отбора можно выразить как

$$\vec{k}_i \approx \vec{k}_f. \quad (3.4)$$

Таким образом, в соответствии с законом сохранения импульса, разрешены, т.е. могут осуществляться только «вертикальные» переходы без изменения волнового вектора.

Поэтому следует рассматривать явление межзонного поглощения в полупроводниках в координатах энергия – импульс. Энергия перехода должна зависеть от волнового вектора электрона $\varepsilon_{ov} = f(k)$. Импульс электрона равен $p_e = \hbar k$, его энергия – $\varepsilon_e = \varepsilon_{pot} + \varepsilon_{kin}$. Принимая $\varepsilon_{pot} = 0$, энергию электрона можно представить как

$$\varepsilon_e = \varepsilon_{kin} = \frac{p_e^2}{2m_e} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}, \quad (3.5)$$

а энергию дырки

$$\varepsilon_p = -\varepsilon_g - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p} \quad (3.6)$$

Пусть $\hbar\omega > \varepsilon_g$. Очевидно, что при образовании пары электрон-дырка энергия кванта будет равна сумме энергий электрона и дырки

$$\hbar\omega = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_p} \right) \quad (3.7)$$

Из выражения (3.7) следует, что в конкретном веществе, когда ε_g , m_e , m_p определены, квант света может быть поглощен только носителями с определенным значением волнового числа k . Коэффициент поглощения для прямых переходов можно определить через сумму вероятностей для всех состояний с определенным значением волнового числа

$$\alpha = \sum_i A_i \varpi_i \tilde{n}_p \tilde{n}_e$$

\tilde{n}_p и \tilde{n}_e - число состояний с определенным значением волнового числа для дырки и электрона, A_i - размерный коэффициент, ϖ_i - фермиевский коэффициент заполнения зон. Расчет показывает, что

$$\alpha = \left(2 \frac{m_e m_p}{m_e + m_p} \right)^{3/2} \frac{q_e^2}{nc_0 \hbar^2 m_e} (\hbar\omega - \varepsilon_g)^{1/2} \quad (3.8)$$

$m_{e,p}$ - эффективные массы электронов и дырок, q_e - заряд электрона, n - коэффициент преломления полупроводника.

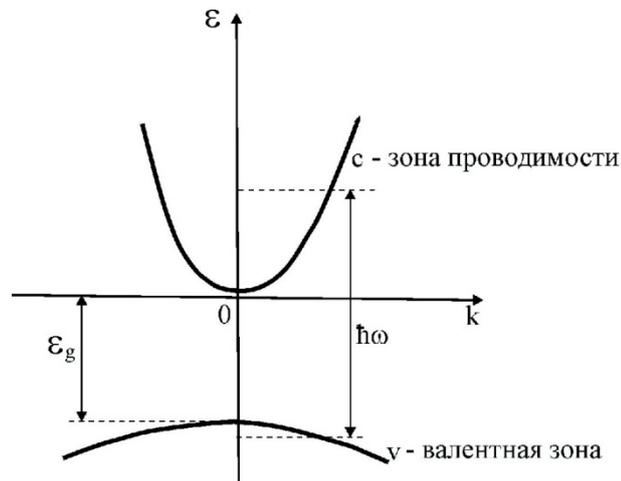


Рис. 3.5. Схема запрещенной зоны в полупроводнике с прямыми переходами

Для большинства сред с прямозонными переходами для разрешенных прямозонных переходов для оценок можно применять выражение:

$$\alpha = (1-3) \cdot 10^4 (\hbar\omega - \varepsilon_g)^{1/2} \quad (3.9)$$

α в см^{-1} , $(\hbar\omega - \varepsilon_g)$ в электронвольтах.

Для прямозонных запрещенных (с точки зрения квантовой механики) переходов в выражении (3.9) следует степень заменить на $3/2$.

В области энергий фотонов, не достаточных для вертикальных переходов, переходы электронов в зону проводимости все же осуществляются, благодаря тому, что правило отбора (3.4), которое должно строго соблюдаться в идеальном периодическом кристалле, снимается за счет взаимодействия электронов с фононами. Электрон оптически возбуждается из состояния i в c' и переходит из c' в f с одновременным испусканием или поглощением фонона. В результате волновой вектор электрона значительно изменяется и весь процесс в целом можно рассматривать как непрямой переход из i в f с поглощением фотона $\hbar\omega \approx E_g$. У германия и кремния переходы непрямые (рис. 3.6).

Фонон – частица, которая дает необходимое изменение импульса Δp_ϕ при непрямых переходах, причем возможно как поглощение, так и испускание фонона.

$$\varepsilon_c + \varepsilon_v = \hbar\omega - \varepsilon_g \pm \varepsilon_\phi \quad (3.10)$$

В этом случае:

$$\alpha_\pm = A \frac{(\hbar\omega - \varepsilon_g \pm \varepsilon_\phi)^2}{\exp(\varepsilon_\phi/k_B T) - 1} \quad (3.11)$$

$\theta = \frac{\varepsilon_\phi}{k_B} \sim 100 \div 300 \text{ К}$ – фактор распределения Бозе-Эйнштейна для фононов, k_B –

постоянная Больцмана. Так, например, при поглощении излучения неодимового лазера кремнием: $\varepsilon_g = 1,09 \text{ эВ}$, $\hbar\omega = 1,17 \text{ эВ}$, $\varepsilon_\phi = 0,05 \text{ эВ}$.

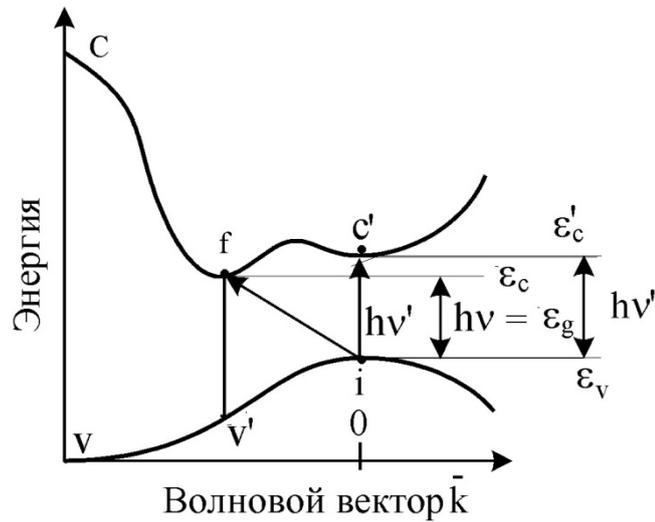


Рис. 3.6. Схема перехода электрона при не прямых переходах в кристалле германия; v – валентная зона; c – зона проводимости. Сложная структура валентной зоны не показана

При больших температурах T , разлагая экспоненту в ряд, получим, что поглощение пропорционально температуре ($\alpha_{\pm} \approx T$).

Для полупроводника существенно, что для межзонных переходов $n^2 \gg k_p^2$ (то есть $Re \epsilon > 0$). Действительно, поскольку $k_p = \frac{\alpha \lambda}{4\pi}$, то, оценивая

максимальное значение, получим $k_{p \max} \sim \frac{10^5 \cdot 10^{-4}}{4\pi} \sim 1$, а показатель преломления n в этом случае равен 3 - 4, то есть $n^2 \gg k_p^2$.

Как следует из сказанного, коллективные эффекты здесь не сказываются, то есть поглощение и преломление света могут рассчитываться порознь (свет преломляется, идет внутрь полупроводника и «изредка» поглощается).

3.3.2. Внутризонное поглощение

Для межзонного поглощения мы считали $k_p \ll n$, поэтому им можно было пренебречь. При анализе внутризонного поглощения так поступать нельзя.

Будем считать, что имеется концентрация свободных электронов n_e . Поэтому существует плазменная частота, отвечающая этой концентрации

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n_e q_e^2}{m_e}.$$

Комплексную диэлектрическую проницаемость полупроводника определим традиционно

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon' + i\epsilon'' = (n + ik_p)^2.$$

$$\epsilon' = n_0^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma_d^2} \quad (3.12)$$

(n_0 - показатель преломления полупроводника, определяемый взаимодействием со связанными электронами, второй член - взаимодействие со свободными электронами).

$$\varepsilon'' = \frac{\omega_0^2 \gamma_d}{\omega(\omega^2 + \gamma_d^2)} \quad (3.13)$$

Из (3.12), (3.13) можно найти, что и показатель преломления и показатель поглощения зависят от концентрации электронов: $n = f_1(n_e)$, $k_p = f_2(n_e)$ – существует зависимость поглотительной способности от n_e .

$$A_0 = \frac{4n_0}{(n_0 + 1)^2 + k_p^2}$$

Показатель поглощения k_p можно не учитывать в силу малости, $A \sim 0,4-0,7$ (в ИК и видимой области).

Сначала рост n_e вплоть до n_{e1} вызывает уменьшение показателя преломления, который приближается к 1 (просветление полупроводника).

$$n_{e1} = \frac{(n_0^2 - 1)}{4\pi q_e^2} m_e \omega^2 \quad (3.14)$$

$$A_{max} = 1 - \frac{\gamma_d^2}{16\omega^2} (n_0^2 - 1)^2 \quad (3.15)$$

При дальнейшем облучении просветление сменяется металлизацией: плазменная частота превышает световую $\omega_p > \omega$, ε становится отрицательной ($\varepsilon < 0$), свет будет отражаться, $n > n_1$. Для неодимового лазера $\omega \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $n_0 \approx 3$, $n_{e1} \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$, почти как у металла.

$$n_{e2} = \frac{(n_0^2 + 1)}{4\pi q_e^2} m_e (\omega^2 + \gamma_d^2) \quad (3.16)$$

При $A \rightarrow 0$ ($A \ll 1$) $n_{e2} \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (как металл).

Для динамической металлизации удобно пользоваться двумя лазерами – один (излучение с большой частотой) металлизует полупроводник, другой (с малой частотой излучения) – отражается.

3.4. Кинетика фотовозбуждения полупроводников лазерным излучением

При анализе процессов фотовозбуждения полупроводников следует учитывать, что в случае лазерного облучения для большинства полупроводниковых материалов предположение об отсутствии пространственного заряда (условие нейтральности) является хорошим приближением во всем объеме материала. Это позволяет допустить равенство концентраций электронов и дырок и игнорировать уравнение Пуассона (последнее может оказаться грубым приближением в случае высокоомных материалов, когда происходит заметное разделение зарядов, что приводит к образованию диффузионной фото-э.д.с.).

В случае высокоомных полупроводниковых материалов можно определить дебаевскую длину экранирования $l_s = \sqrt{D_p \varepsilon / \sigma}$, которая имеет смысл диффузионного смещения дырок с коэффициентом диффузии D_p за время, приблизительно равное ε / σ , т.е. равное характерному времени перераспределения зарядов в материале, рассматриваемом как диэлектрик с некоторой проводимостью σ (максвелловское время релаксации). Для собственного *InSb*, например, в статическом режиме это время порядка 10^{-14} с, что дает дебаевскую длину экранирования $l_s = 50 \cdot 10^{-10}$ м.

Рассмотрим модельную ситуацию (см. рис. 3.7). Свет падает на поверхность полупроводника, частично отражается, частично поглощается. Основные характеристики процесса таковы: l_α - характерный масштаб затухания света в полупроводнике, $J_{ph} = q / \hbar \omega$ - плотность потока поглощенных фотонов.

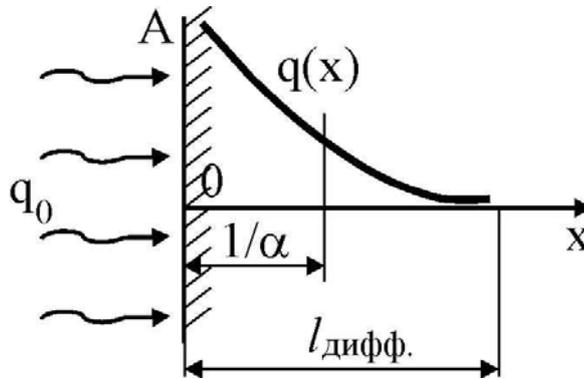


Рис. 3.7. Схема поглощения света в полупроводнике.

На каждый акт поглощения генерируется носитель (или пара). Концентрацию электронов и дырок считаем одинаковой (n_f). Скорость генерации носителей можно определить как

$$\frac{\partial n_g(x)}{\partial t} = \alpha(\hbar\omega, n_f) \cdot J_{ph}(x)$$

Одновременно идут процессы рекомбинации, за счет которых концентрация носителей уменьшается:

$$\frac{\partial n_r}{\partial t} = -\beta_1 n_f - \beta_2 n_f^2 - \beta_3 n_f^3.$$

Этот член описывает убыль (потери) – поглощение носителей на различных центрах рекомбинации, β_1 - параметр (величина обратная времени жизни носителей) при безызлучательной рекомбинации, β_2 - параметр излучательной рекомбинации электрона и дырки, участвуют две частицы, поэтому скорость рекомбинации пропорциональна n_f^2 (энергия передается фотону), β_3 – величина обратная времени жизни при ударной (Оже) рекомбинации.

Характерные значения параметров: $\beta_1 = 10 - 10^9 \text{ с}^{-1}$, $n_f < 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\beta_2 = 10^{-15} - 10^{-20} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $n_f < 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $\beta_3 = 10^{-27} - 10^{-33} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$, $n_f < 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Кроме того, концентрация носителей в области поглощения уменьшается за счет диффузии. Диффузионный поток пропорционален градиенту концентрации $\vec{j}_D = -D_f \text{grad } n$. В одномерном случае $j_{Dx} = D_f \partial n / \partial x$. Коэффициент диффузии с учетом того, что диффундируют заряженные частицы и кулоновские силы препятствуют диффузии, можно связать с концентрацией носителей

$$D_f = \frac{D_p D_e (n_e + n_p)}{D_e n_e + D_p n_p}$$

При одинаковой концентрации электронов и дырок ($n_e = n_p$)

$$D_f = \frac{2D_p D_e}{D_e + D_p} \quad (3.17)$$

Изменение концентрации носителей за счет диффузии описывает уравнение диффузии, которое при постоянном коэффициенте диффузии имеет вид

$$\frac{\partial n_f}{\partial t} = -\frac{\partial j_D}{\partial x} = D_f \frac{\partial^2 n_f}{\partial x^2}.$$

С учетом всего сказанного, уравнение баланса носителей примет вид.

$$\frac{\partial n_f}{\partial t} = \alpha J_{ph} + D_f \frac{\partial^2 n_f}{\partial x^2} - \beta_1 n_f - \beta_2 n_f^2 - \beta_3 n_f^3 \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial J_{ph}}{\partial x} = -\alpha J_{ph}, \quad (3.19)$$

причем коэффициент поглощения зависит от концентрации носителей $\alpha = f(n_f)$.

Если учитывать эту зависимость, то мы столкнемся с большими трудностями. Поэтому будем считать: $\alpha = const$, $J_{ph}(x) = J_{ph0} \exp(-\alpha x)$. Тогда получим:

$$\frac{\partial n_f}{\partial t} = \alpha J_{ph0} e^{-\alpha x} + D_f \frac{\partial^2 n_f}{\partial x^2} - \beta_1 n_f - \beta_2 n_f^2 - \beta_3 n_f^3 \quad (3.20)$$

При начальном $n_f(t=0) = 0$ и граничном условиях:

$$\frac{\partial n_f(0)}{\partial x} = 0,$$

которое говорит о том, что нет обмена носителями на облучаемой поверхности, и $n_f(\infty, t) = 0$ – концентрация носителей вдали от поверхности не меняется.

Проанализируем уравнение (3.20). Первый член уравнения (3.20) ($\alpha J_{ph0} e^{-\alpha x}$) описывает накачку неравновесных свободных электронов. Через некоторое время после включения источника в полупроводнике должно установиться стационарное распределение концентрации свободных электронов N_e , поскольку накачка компенсируется потерями, которые увеличиваются при росте концентрации носителей. Это время можно оценить как

$$t_{st} \sim \frac{N_e}{\alpha J} \quad (3.21)$$

То есть, через время порядка t_{st} распределение носителей в полупроводнике становится стационарным (см. рис. 3.8). Это означает, что

$$\frac{\partial n_f}{\partial t} \rightarrow 0, \text{ а } n_f \rightarrow N_e(x).$$

При этом из (3.21) получим:

$$D_f \frac{d^2 N_e}{dx^2} = -\alpha J_{ph0} e^{-\alpha x} + \beta_1 N_e + \beta_2 N_e^2 + \beta_3 N_e^3 \quad (3.22)$$

Рассмотрим конкретные случаи решения уравнения (3.22) (рис. 3.9).

1) Преобладающий вклад в установление распределения вносят диффузия и линейная рекомбинация ($\beta_2 = 0, \beta_3 = 0$). В этом случае для концентрации носителей на поверхности (N_{e0}) возможно точное решение:

$$N_{e0} = \frac{\alpha \tau_1 J_{ph}}{1 + \alpha \sqrt{D_f \tau_{rc1}}}, \quad (3.23)$$

$\tau_{rc1} = 1/\beta_1$ - время жизни носителей,

$$l_f = \frac{1}{\alpha} + \sqrt{D_f \tau_1}. \quad (3.24)$$

2) При малых длительностях импульса (< 1 нс) и потоках $q_0 = 10^8 - 10^{10}$ Вт/см² ($J_{ph} \sim 10^{30}$ см⁻²с⁻¹), при преобладающей Оже-рекомбинации, влиянием диффузии на распределение носителей можно пренебречь

$$D_f \frac{d^2 N_e}{dx^2} = -\alpha J_{ph} e^{-\alpha x} + \beta_3 N_e^3.$$

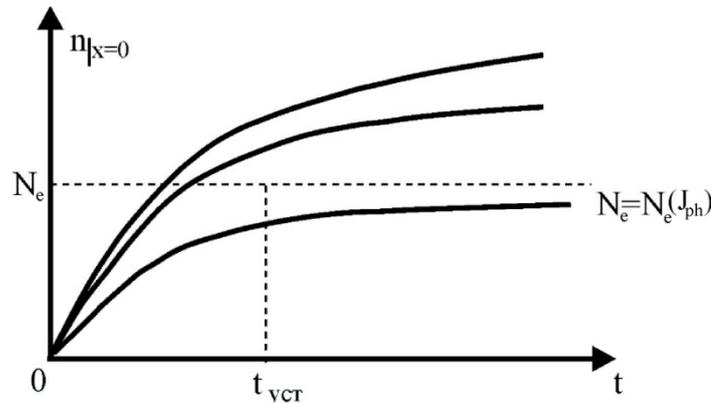


Рис. 3.8. Зависимость концентрации неравновесных носителей от времени. $N_e = N_e(J_{ph})$, чем больше J_{ph} тем больше N_e .

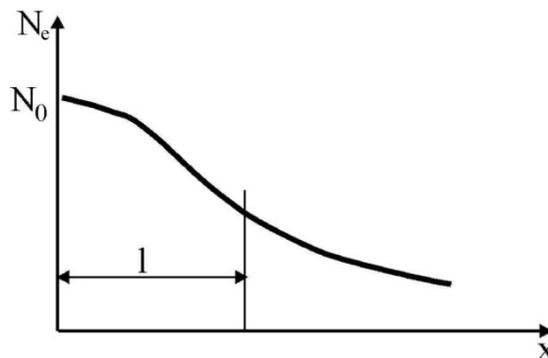


Рис. 3.9. Типичный вид решения уравнения (3.22).

Это уравнение аналитически не решается. В качестве приближения можно использовать случай поверхностного поглощения света:

$$D_f \frac{d^2 N_e}{dx^2} = \beta_3 N_e^3. \quad (3.25)$$

Тогда условие на границе примет вид

$$-D_f \frac{dN_e(0)}{dx} = J_{ph}.$$

У такой задачи есть аналитическое решение

$$N_e(x) = \sqrt{\frac{2D_f}{\beta_3}} \frac{1}{x + \sqrt{\frac{D_f \sqrt{2D_f}}{J_{ph} \sqrt{\beta_3}}}} \quad (3.26)$$

Согласно этому решению профиль концентрации гиперболический. Стационарная концентрация носителей на поверхности равна

$$N_{e0} = \left(\frac{J_{ph} \sqrt{2}}{\sqrt{\beta_3 D_f}} \right)^{1/2} \quad (3.27)$$

Теоретически концентрация на поверхности может достигать значений $N_{e0} \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ на оптических частотах при $J_{ph} \sim 10^{30} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Для неодимового лазера это выполняется при $q \sim 10^{11} \text{ Вт/см}^2$. То есть для металлизации нужны очень большие мощности. Время установления стационарного распределения достаточно мало

$$t_{st} = \frac{N_{e0}}{\alpha J_{ph}} = \frac{10^{22}}{10^5 10^{30}} \sim 10^{-13} \text{ с}.$$

В наносекундном импульсе полупроводник уже не удастся металлизировать. Неравновесная концентрация носителей (металлизация) после выключения лазера рассасывается очень быстро (за несколько наносекунд).

3.5. Насыщение межзонного поглощения

Насыщение примесного поглощения – эффект *Бурштейна-Мосса* - известно с долазерных времен. Появление лазерного излучения позволило наблюдать эффект насыщения в области собственного поглощения.

В тех случаях, когда энергия кванта незначительно превышает ширину запрещенной зоны ($\hbar\omega \geq \varepsilon_g$), энергетические уровни в зоне проводимости и валентной зоне полупроводника, вовлекаемые в процесс генерации свободных носителей, насыщаются, что приводит к просветлению полупроводника.

Такой процесс происходит, например, при облучении кремния ($\varepsilon_g = 1,09 \text{ эВ}$) излучением лазера на стекле с неодимом ($\hbar\omega = 1,17 \text{ эВ}$).

При этом для непрямых переходов (см. рис. 3.10) в процессе поглощения должен участвовать фонон, поэтому энергия кванта, необходимая для перехода

равна $\varepsilon_A = \hbar\omega - \varepsilon_\phi$, $\varepsilon_A - \varepsilon_g \approx 0,04$ эВ. Чем эта разница меньше, тем меньше число уровней, участвующих в процессе поглощения.

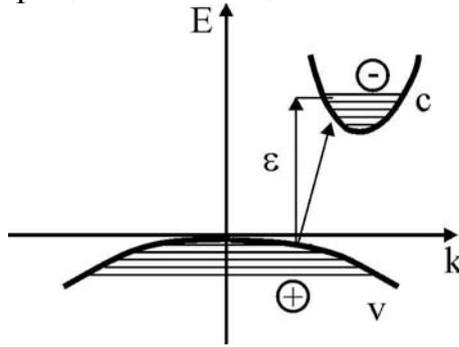


Рис. 3.10. Схема зон кремния.

Коэффициент поглощения можно представить в виде

$$\alpha \approx \alpha_0 \left(1 - \frac{N_f}{N_{f0}} \right). \quad (3.28)$$

α_0 - начальный коэффициент поглощения, N_{f0} - предельное значение концентрации неравновесных носителей. N_{f0} можно найти из решения квантовомеханической задачи о заполнении разрешенных уровней.

$$N_{f0} = \frac{8\pi}{3} \left[\frac{8\pi^2 m_e m_v (\hbar\omega - \varepsilon_g - \varepsilon_\phi)}{\hbar(m_e + m_v)} \right]^{1/2} \quad (3.29)$$

Выражение (3.29) верно при условии $T \ll \theta_D$ (θ_D - температура Дебая, $N_{f0} \sim 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

Рассмотрим модельную ситуацию (рис. 3.11): что будет с веществом, у которого происходит насыщение поглощения по закону (3.28).

Рассмотрим, как изменяется концентрация неравновесных носителей) в слое dx :

$$\frac{\partial n_f}{\partial t} = \alpha(n_f) J_{ph}(x) - \beta_i n_f^i \quad (3.30)$$

Неравновесные носители возникают при поглощении квантов света, а исчезают за счет процессов рекомбинации. Для поглощенного потока фотонов справедлив дифференциальный закон Бугера.

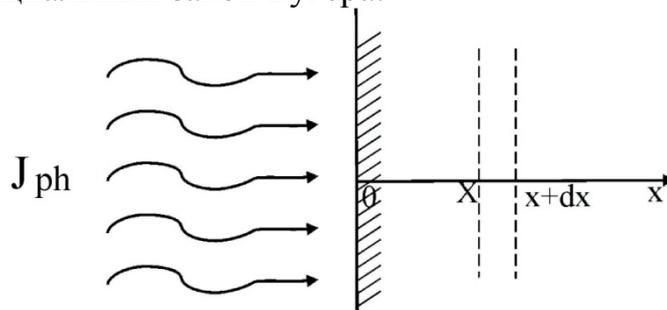


Рис. 3.11. Схема поглощения фотонов в полупроводнике с насыщением.

$$\frac{\partial J_{ph}}{\partial x} = -\alpha(n_f)J_{ph}(x) \quad (3.31)$$

Введем обозначение для потока фотонов, падающего на поверхность полупроводника $J_{ph}(x=0) = J_{ph0}A = J_{phS}(t)$ ($J_{phS}(t)$ считаем заданным).

Если рекомбинация в (3.30) незначительна, что бывает при коротких временах воздействия ($\tau_i \ll \tau_{rc}$), то вещество просветляется в зоне воздействия луча так, что по веществу распространяется волна просветления. Скорость такой волны

$$v_{ph} = \frac{J_{phS}}{N_{f0}}. \quad (3.32)$$

Так, например, при $N_{f0} \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $J_{phS} \sim 10^{23} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $v \sim 10^4 \text{ см/с}$. При больших скоростях движения волны просветления следует применять более точное выражение:

$$v_{ph} = \frac{J_{phS}}{N_{f0} \left(1 + \frac{J_{phS}}{N_{f0}c_0} \right)} \quad (3.33)$$

Скорость v_{ph} может расти до скорости света в полупроводнике.

Если рассматривать задачу в движущейся системе координат, связанной с границей просветления, то, вводя замену переменных $x = v_{ph}t + \xi/\alpha_0$, для распределения концентрации носителей и потока фотонов получим:

$$\left. \begin{aligned} n_f(\xi) &= \frac{N_{f0}}{e^{\xi} + 1} \\ J_{ph}(\xi) &= \frac{J_{phS}}{e^{\xi} + 1} \end{aligned} \right\} \quad (3.34)$$

$$\alpha = \alpha_0 \left(1 - \frac{n_f}{N_{f0}} \right)$$

Таким образом, в системе без потерь в веществе идет волна просветления, скорость которой определяется величинами J_{phS} и N_{f0} . Если рекомбинация играет существенную роль, то со временем концентрация свободных носителей стремится к постоянному значению меньшему N_{f0} . Это приведет к тому, что распределение интенсивности света в веществе будет отличаться от Бугеровского. Поэтому, если в веществе устанавливается равновесное значение концентрации $N_f(x)$, а поглощение определяется функцией $\alpha(N_f)$, то закон изменения интенсивности света в веществе будет иметь вид:

$$\frac{dJ_{ph}}{dx} = -\alpha[N_f(x)]J_{ph} \quad (3.35)$$

Уравнение (3.35) имеет аналитическое решение. Используя (3.28) перепишем (3.35) в виде

$$\frac{dJ_{ph}}{dx} = -\alpha_0 \left(1 - \frac{N_f(x)}{N_{f0}} \right) J_{ph}$$

Разделяя переменные и интегрируя от $x = 0$ до x , получим

$$\ln \frac{J_{ph0}}{J_{ph}} + \frac{\alpha_0 \tau_{rc}}{N_{f0}} (J_{ph0} - J_{ph}) = \alpha_0 x$$

При выводе последнего уравнения учтено, что $\int_0^x N_f(x) dx = \tau_{rc} (J_{ph0} - J_{ph})$,

поскольку равновесное распределение концентрации носителей без учета диффузии носителей определяется только световым потоком и временем жизни носителей τ_{rc} .

В результате, при $J_{ph} \ll J_{ph0}$, получим распределение интенсивности поглощенного светового потока по глубине

$$J_{ph}(x) = J_{ph0} \exp \left(\frac{\alpha_0 \tau_{rc}}{N_{f0}} J_{ph0} - \alpha_0 x \right)$$

Эффект насыщения может иметь место и в случае многофотонных переходов между уровнями, однако требуемая для этого интенсивность лазерного излучения существенно выше.

В завершении раздела следует отметить, что по характеру восприимчивости лазерного излучения полупроводники занимают промежуточное положение между металлами и прозрачными материалами. Поэтому, как было обсуждено выше, в результате поглощения лазерного излучения полупроводниками образуются электронно-дырочные пары, которые, рекомбинируя, передают энергию излучения кристаллической решетке. В конечном счете, с ростом мощности лазерного излучения повреждение будет происходить в результате нагрева. Такой процесс повреждения характерен, например, для слабо легированного кремния. В то же время повреждения в сильно легированном кремнии весьма сходны с повреждениями в металлах.

Эксперименты показали, что при воздействии лазерного излучения на германий, кремний, арсенид галлия, антимонид галлия, антимонид индия и селенид кадмия характер повреждений зависит от плотности энергии излучения, характеристик полупроводника (например, электропроводность, кристаллографическая ориентация) и состояния его поверхности. При плотностях энергии 5 – 20 Дж/см² (рубиновый лазер) возникают незначительные изменения поверхности, при 20 – 30 Дж/см² – трещины, при 30 Дж/см² и более – глубокие кратеры.

Качество обработки поверхности полупроводника оказывает большое влияние на порог повреждений в материале. Травление полупроводникового кристалла увеличивает порог относительно грубо отшлифованных кристаллов более чем в три раза, а для изготовленных скалыванием или химической шлифовкой – на 10 – 15%. Поверхностные царапины, как правило, на пороги по-

вреждения оказывают незначительное влияние, хотя повреждения в области царапин более заметны.

4. Влияние интенсивности излучения на оптические свойства вещества. Нелинейная оптика

Во всех описанных ранее процессах взаимодействия электромагнитных волн с веществом в рамках классической электродинамики мы молчаливо полагали, что поляризуемость материала линейно зависит от напряженности электрического поля \vec{E}

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi(\omega) \vec{E}(t), \quad (4.1)$$

где $\chi(\omega)$ — диэлектрическая восприимчивость среды, которая в первом приближении не зависит от $\vec{E}(t)$ и в случае однородного и изотропного материала является скалярной величиной. Восприимчивость определяет отклик вещества на внешнее возбуждение.

Оценим величину $\vec{E}(t) = \vec{E}_a \exp(-i\omega t)$, при которой условие (4.1) является справедливым. Напряженность внутриатомного электрического поля, которую можно оценить по формуле

$$E_{am} = \frac{q_e}{a^2}, \quad (4.2)$$

где q_e — заряд электрона, a — размер атома. Полагая $q_e = 4,8 \times 10^{-10}$ СГСЭ, $a = 0,5 \times 10^{-8}$ см (боровский радиус), получим

$$E_{am} = 2 \times 10^7 \text{ СГСЭ}. \quad (4.3)$$

В сравнении с полем E_{am} и устанавливается предел (см. рис.2.1), ниже которого справедливо условие (4.1).

$$E_a \ll E_{am}, \quad (4.4)$$

где E_a — абсолютная величина амплитуды электрического поля электромагнитной волны.

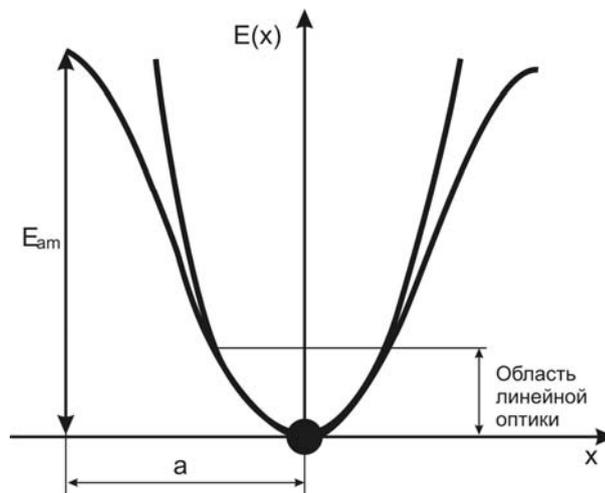


Рис. 4.1. Характер потенциального поля $E(x)$ электронов в атоме.

В случае выполнения условия (4.4) осциллятор центр атома — оптический электрон является гармоническим, т.е. характер оптических явлений не зависит от интенсивности света, а при прохождении электромагнитной волны через

среду частота волны не изменяется. Подчеркнем, что условие (4.4) является жестким, т.е. подразумевается, что E_a пренебрежимо мало по сравнению с E_{am} . Этому условию удовлетворяют практически все источники световых волн до лазерной эпохи. В случае лазерного излучения картина качественно изменяется. Малая расходимость, монохроматичность и когерентность позволяет за счет фокусировки получать экстремально высокие интенсивности излучения. Например, стандартный лазер, излучающий и видимом диапазоне энергию ≈ 1 Дж при длительности импульса $\tau_{л} = 10$ нс, позволяет получить площадь пятна фокусировки $\approx 10^2$ мкм². В таких условиях интенсивность сфокусированного излучения $q = 10^{10}$ Вт/м², что соответствует напряженности поля $E = 5 \cdot 10^7$ СГСЭ, то есть условие (4.4) заведомо неверно. Характер взаимодействия интенсивного излучения с веществом становится нелинейным (по напряженности внешнего поля E) и многофотонным (по числу фотонов, поглощаемых в элементарном акте взаимодействия). Следует особенно подчеркнуть, что нелинейные явления в сильных электромагнитных полях возникают не в результате нарушения принципа суперпозиции для электромагнитного поля, а в результате влияния электромагнитного поля на поляризованность среды.

4.1. Основные эффекты нелинейной оптики

В современной оптике видное место занимают явления, связанные с нелинейностью отклика вещества на световое поле. Это такие явления как двухфотонное или многофотонное поглощение света, оптический пробой среды, вынужденное рассеяние света, самофокусировка световых пучков, самомодуляция импульсов, удвоение или утроение частоты света и тому подобные.

При всем многообразии нелинейно-оптических явлений можно выделить некоторые общие черты, присущие каждому из них. Во-первых, это сильная зависимость от интенсивности света. Как правило, нелинейно-оптический эффект становится заметным лишь при достаточно большой интенсивности света. Не случайно нелинейная оптика появилась лишь после создания лазера. Нелинейная оптика — это оптика сильных световых полей, оптика мощного лазерного излучения. Во-вторых, в нелинейно-оптических процессах возникают новые спектральные компоненты поля, различные световые волны сильно взаимодействуют между собой, происходит энергообмен между ними вплоть до полного преобразования одной волны в другую. Поэтому для нелинейных эффектов невозможно применение принципа суперпозиции. Принцип суперпозиции состоит в том, что различные световые волны, отличающиеся частотой, направлением распространения, поляризацией, распространяются и взаимодействуют со средой независимо друг от друга.

Среди многообразия процессов, обусловленных нелинейной восприимчивостью среды, мы рассмотрим только те, которые могут играть существенную роль при воздействии лазерного излучения на вещество, имея в виду обработку, изменение свойств материалов.

4.2. Материальное уравнение нелинейной среды

Теория нелинейно-оптических явлений строится на основе материальных уравнений и уравнений Максвелла. Уравнения Максвелла для диэлектрической нейтральной немагнитной среды имеют вид

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \operatorname{rot} \vec{H} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \operatorname{div} \vec{D} = 0, \operatorname{div} \vec{H} = 0,$$

где c - скорость света в среде, $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$.

Из уравнений Максвелла вытекает волновое уравнение, связывающее напряженность электрического поля световой волны \vec{E} и поляризацию среды \vec{P} .

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}, \quad (4.5)$$

которое в случае изотропной среды принимает вид

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}. \quad (4.6)$$

Уравнения (4.5) и (4.6) справедливы в равной мере, как для линейных, так и для нелинейных сред. Согласно этим уравнениям, поляризация среды есть источник светового поля.

Поляризация среды, в свою очередь, возникает под действием падающей световой волны. Наведение поляризации световым полем описывается материальным уравнением

$$\vec{P} = \vec{P}(\vec{E}),$$

которое отражает структуру и свойства среды.

Часть поляризации среды, нелинейно зависящей от напряженности светового поля, называется нелинейной поляризацией. Выделяя в поляризации среды линейную и нелинейную компоненты, можно записать материальное уравнение среды:

$$\vec{P} = \vec{P}_l + \vec{P}_{nl}. \quad (4.7)$$

Простейшее материальное уравнение нелинейной среды можно записать в виде

$$P = \chi E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3. \quad (4.8)$$

Материальное уравнение вида (4.8) описывает изотропную нелинейную среду с безынерционным локальным откликом на световое поле. Заметим, что относительная величина нелинейных слагаемых в (4.8) возрастает с увеличением напряженности светового поля, т. е. с увеличением интенсивности световой волны. Это объясняет тот факт, что нелинейные эффекты наблюдаются прежде всего в сильных световых полях.

Коэффициенты $\chi, \chi^{(2)}, \chi^{(3)} \dots$ зависят от свойств среды и называются оптическими восприимчивостями. В частности, χ — линейная оптическая восприимчивость, $\chi^{(2)}$ — нелинейная восприимчивость второго порядка, $\chi^{(3)}$ — нелинейная восприимчивость третьего порядка и т. д.

Из (4.6), (4.7) видно, что нелинейная поляризация среды является источником новых спектральных компонент поля (оптических гармоник, комбинационных частот и т. п.).

Таким образом, поляризация среды есть нелинейная функция напряженности светового поля.

Для определения связи оптических свойств вещества с интенсивностью излучения используем классическую модель Лоренца. Вычислим нелинейную поляризацию и нелинейную восприимчивость среды, рассматривая ее как ансамбль нелинейных осцилляторов.

Поляризация среды P определяется в этом случае как дипольный момент единицы ее объема. Считая среду однородной, запишем

$$P = n_a p_a, \quad (4.9)$$

где n_a — число атомов в единице объема

$$p_a = q_e x, \quad (4.10)$$

p_a — дипольный момент элементарного осциллятора (атома), q_e — заряд электрона, x — смещение электрона относительно положения равновесия.

Таким образом, для вычисления поляризации среды необходимо провести анализ движения нелинейного осциллятора.

4.3. Нелинейный осциллятор

Используя второй закон Ньютона, уравнение движения осциллятора запишем в виде

$$m\ddot{x} = F_k + F_m + q_e E. \quad (4.11)$$

Здесь m — масса электрона, q_e — заряд электрона, x — смещение центра электронного облака относительно атомного ядра (рис. 4.2), E — напряженность электрического поля световой волны, F_m — тормозящая сила, которую можно представить в виде типичном для затухающего осциллятора (осциллятора с потерями) $F_m = -\beta\dot{x}$, F_k — возвращающая сила, обусловленная притяжением электрона к ядру и связанная с потенциальной энергией $U(x)$ электрона в поле ядра соотношением

$$F_k = -\frac{\partial U}{\partial x} \quad (4.12)$$



Рис. 4.2. Классическая модель атома

Будем отсчитывать координату x и энергию U относительно значений, соответствующих положению равновесия осциллятора. Тогда для точки равновесия имеем: $x = 0$, $U = 0$. Производная $\partial U(0)/\partial x = 0$ поскольку в положении

равновесия осциллятора его потенциальная энергия имеет экстремум (минимум).

В окрестности положения равновесия электрона ($x=0$) потенциальную энергию $U(x)$ можно представить в виде разложения по степеням x :

$$U(x) = \frac{x^2}{2!} \frac{\partial^2 U(0)}{\partial x^2} + \frac{x^3}{3!} \frac{\partial^3 U(0)}{\partial x^3} + \frac{x^4}{4!} \frac{\partial^4 U(0)}{\partial x^4} + \dots \quad (4.13)$$

или

$$U(x) = ax^2 + bx^3 + cx^4 + \dots \quad (4.14)$$

В случае малых колебаний можно ограничиться в разложении (4.14) членом, квадратичным по x :

$$U(x) = ax^2. \quad (4.15)$$

Это приближение соответствует гармоническому осциллятору и линейному уравнению колебаний

$$\ddot{x} + \gamma_d \dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{q_e}{m_e} E, \quad (4.16)$$

где ω_0 — собственная частота малых колебаний осциллятора. Если же амплитуда колебаний становится большой, то необходимо учитывать в (4.14) слагаемые, пропорциональные x^3 , x^4 и т. д. При этом уравнение колебаний (4.11) становится нелинейным и движение осциллятора приобретает новые качественные особенности. Из уравнения (4.11) видно, что проявления нелинейных эффектов следует ожидать, прежде всего, в сильных световых полях.

Конкретный вид нелинейности определяется типом осциллятора. Если функция $U(x)$ является четной, т. е. система обладает центром симметрии, то в низшем нелинейном приближении имеем

$$U(x) = ax^2 + cx^4, \quad (4.17)$$

и уравнение колебаний содержит кубичную нелинейность:

$$\ddot{x} + \gamma_d \dot{x} + \omega_0^2 x - \beta_n x^3 = \frac{q_e}{m_e} E. \quad (4.18)$$

Для систем без центра симметрии учет первой нелинейной поправки дает

$$U(x) = ax^2 + bx^3 \quad (4.19)$$

и, соответственно, квадратично-нелинейное уравнение колебаний

$$\ddot{x} + \gamma_d \dot{x} + \omega_0^2 x + \gamma_n x^2 = \frac{q_e}{m_e} E. \quad (4.20)$$

В уравнениях (4.18), (4.20) β_n и γ_n — параметры нелинейности.

Квадратичная нелинейность характерна для анизотропных кристаллов, кубичной оптической нелинейностью обладают изотропные среды (газы, жидкости, стекла),

Графики потенциальной энергии гармонического осциллятора, симметричного нелинейного осциллятора и ассиметричного осциллятора показаны на рис. 4.3.

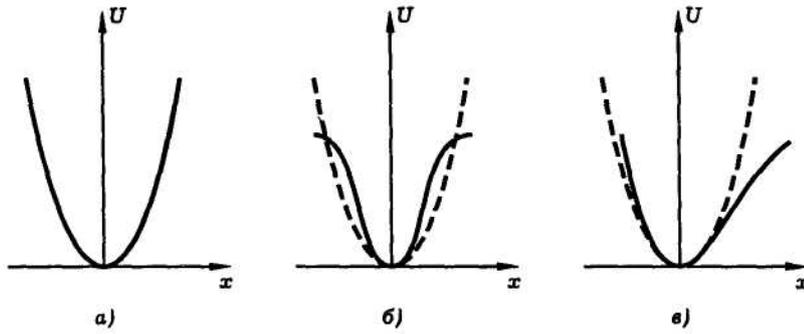


Рис. 4.3. Потенциальная энергия осцилляторов гармонического (а), симметричного нелинейного (б), асимметричного (в). На рис б, в пунктиром показана энергия в параболическом (гармоническом) приближении

Здесь мы сталкиваемся с типичной для нелинейной оптики ситуацией, когда уравнение, описывающее нелинейный эффект, не имеет точного решения или это решение настолько сложно, что практически им трудно воспользоваться. В этих условиях приходится прибегать к различным приближенным методам, причем выбор конкретного метода для каждой задачи, вообще говоря, индивидуален.

4.3.1. Метод возмущений

Одним из наиболее универсальных методов анализа нелинейных систем является метод возмущений. Основная идея этого метода состоит в том, что сначала описывают движение системы в линейном приближении, а затем рассматривают нелинейный эффект как малую поправку.

Предположим, что амплитуда колебаний осциллятора настолько мала, что в любой момент времени нелинейный член в уравнении (4.20) много меньше линейных слагаемых, в частности,

$$|\gamma_n x^2| \ll |\omega_0^2 x|, \quad (4.21)$$

или

$$|\gamma_n x| \ll \omega_0^2. \quad (4.22)$$

Тогда решение уравнения (4.20) можно представить в виде

$$x = x_l + x_{nl}, \quad (4.23)$$

где x_l — решение линейного уравнения

$$\ddot{x}_l + \gamma_d \dot{x}_l + \omega_0^2 x_l = \frac{q_e}{m_e} E, \quad (4.24)$$

а x_{nl} — нелинейная поправка, малая по сравнению с x_l :

$$|x_{nl}| \ll |x_l|. \quad (4.25)$$

4.3.2.1. Линейное приближение

Запишем световое поле в виде плоской монохроматической волны

$$E = E_a e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad (4.26)$$

и подставим (4.26) в (4.24). Решение уравнения (4.24) ищем в виде

$$x_l = \tilde{x}_l e^{i(\omega t - \bar{k}\bar{r})} \quad (4.27)$$

Подставив (4.27) в (4.24), находим

$$\tilde{x}_l = \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_d} E_a \quad (4.28)$$

или

$$\tilde{x}_l = \alpha_l(\omega) E_a, \quad (4.29)$$

где введена величина

$$\alpha_l(\omega) = \frac{q_e}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_d}, \quad (4.30)$$

которая называется линейной поляризуемостью атома. Тем самым задача в линейном приближении решена.

4.3.3.2. Расчет нелинейной поправки

Подставив (4.23) в (4.20), получим уравнение

$$\ddot{x}_l + \ddot{x}_{nl} + \gamma_d \dot{x}_l + \gamma_d \dot{x}_{nl} + \omega_0^2 x_l + \omega_0^2 x_{nl} + \gamma_n (x_l^2 + x_{nl}^2 + 2x_l x_{nl}) = \frac{q_e}{m_e} E. \quad (4.31)$$

Поскольку x_l есть решение уравнения (4.24), то часть членов в уравнении (4.31) сокращается и оно приобретает вид

$$\ddot{x}_{nl} + \gamma_d \dot{x}_{nl} + \omega_0^2 x_{nl} + \gamma_n (x_l^2 + x_{nl}^2 + 2x_l x_{nl}) = 0. \quad (4.32)$$

Среди оставшихся членов выделим члены низшего порядка малости, а остальными пренебрежем. Учитывая (4.25), получим

$$x_l^2 + x_{nl}^2 \approx x_l^2, \quad (4.33)$$

а принимая во внимание (4.22)

$$\omega_0^2 x_{nl} + 2\gamma_n x_l x_{nl} = (\omega_0^2 + 2\gamma_n x_l) x_{nl} \approx \omega_0^2 x_{nl}. \quad (4.34)$$

В итоге получаем уравнение

$$\ddot{x}_{nl} + \Gamma \dot{x}_{nl} + \omega_0^2 x_{nl} = -\gamma_n x_l^2. \quad (4.35)$$

Таким образом, мы провели линеаризацию исходного нелинейного уравнения (4.20) по малому параметру x_{nl} .

Уравнение (4.35) представляет собой линейное уравнение вынужденных колебаний, в котором роль вынуждающей силы играет член $\gamma_n x_l^2$, определяемый решением уравнения движения электрона в линейном приближении. Найдем решение уравнения (4.35). Согласно (4.27)

$$x_l^2 = \tilde{x}_l^2 e^{i(2\omega t - 2\bar{k}\bar{r})} + |\tilde{x}_l|^2 \quad (4.36)$$

Таким образом, вынуждающая сила содержит постоянную составляющую и переменную компоненту, осциллирующую на частоте второй гармоники 2ω . В силу линейности уравнения (4.35), такую же структуру будет иметь и величина x_{nl} . Поэтому ищем решение в виде

$$x_{nl}(t) = x_2 e^{i(2\omega t - 2\bar{k}\bar{r})} + x_0. \quad (4.37)$$

Подставив (4.36), (4.37) в (4.35), получим уравнение

$$(\omega_0^2 - 4\omega^2 + 2i\omega\gamma_d) x_2 e^{i(2\omega t - 2\bar{k}\bar{r})} + \omega_0^2 x_0 = -\gamma_n \tilde{x}_l^2 e^{i(2\omega t - 2\bar{k}\bar{r})} - \gamma_n |\tilde{x}_l|^2 \quad (4.38)$$

Приравнивая коэффициенты при экспонентах, а также постоянные слагаемые, находим

$$x_0 = -\frac{\gamma_n}{2\omega_0^2} |\tilde{x}_n|^2, \quad x_2 = -\frac{\gamma_n}{2(\omega_0^2 - 4\omega^2 + 2i\omega\gamma_d)} \tilde{x}_n^2. \quad (4.39)$$

Таким образом, нелинейная поправка вычислена.

Итак, приближенное решение уравнения (4.20) получено. Теперь нетрудно вычислить поляризацию среды. Подставив (4.23), (4.27), (4.37) в (4.9), (4.10), получим

$$P = P_l + P_{нл}, \quad (4.40)$$

где

$$P_{нл} = P_l e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad (4.41)$$

P_l — линейная поляризация

$$P_{нл} = P_2 e^{i(2\omega t - 2\vec{k}\vec{r})} + P_0 \quad (4.42)$$

$P_{нл}$ — нелинейная поляризация, а величины P_l , P_2 , P_0 , определяются формулами

$$P_l = Nq_e \tilde{x}_n, \quad P_2 = Nq_e x_2, \quad P_0 = Nq_e x_0 \quad (4.43)$$

или, в силу (4.29), (4.39)

$$P_l = Nq_e \alpha_n(\omega) E_a,$$

$$P_2 = -\frac{1}{2} \gamma_n Nq_e \frac{\alpha_n^2(\omega)}{\omega_0^2 - 4\omega^2 + 2i\omega\gamma_d} E_a^2,$$

$$P_0 = -\frac{1}{2} \gamma_n Nq_e \frac{|\alpha_n(\omega)|^2}{\omega_0^2} |E_a|^2,$$

(4.44)

где $\alpha_n(\omega)$ — линейная поляризуемость атома, определяемая формулой (4.30).

Формулы (4.40)-(4.44) показывают, что поляризация рассматриваемой нелинейной среды содержит три спектральные компоненты: компоненту на частоте возбуждающей световой волны (линейная поляризация), компоненту на частоте 2ω и постоянную составляющую (рис. 4.4). Компонента поляризации на частоте 2ω ответственна за генерацию второй оптической гармоники.

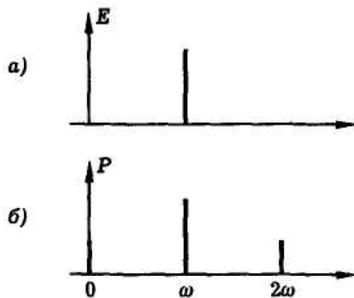


Рис. 4.4. Спектр возбуждающей световой волны (а) и спектр поляризации (б) в квадратично-нелинейной среде

4.4. Осциллятор с кубической нелинейностью. Зависимость частоты колебаний от амплитуды

Важным свойством нелинейного осциллятора является зависимость частоты колебаний от амплитуды. Это свойство, присущее нелинейным осцилляторам различной природы, например, математическому маятнику, называется *неизохронностью колебаний*. В оптике оно приводит к своеобразным эффектам самовоздействия световых волн: самофокусировке или самодефокусировке световых пучков, самомодуляции импульсов и т. п.

Рассмотрим неизохронность нелинейных колебаний на примере кубично-нелинейного осциллятора без затухания. Свободные колебания такого осциллятора описываются уравнением

$$\ddot{x} + \omega_0^2 - \beta_n x^3 = 0. \quad (4.45)$$

Применяя метод малых возмущений, потребуем, чтобы нелинейный член в этом уравнении был значительно меньше линейного. Для этого достаточно, чтобы выполнялось неравенство

$$\beta x^2 \ll \omega_0^2, \quad (4.46)$$

т. е. чтобы амплитуда колебаний осциллятора была достаточно мала. Предположим, что в условиях слабого проявления нелинейности колебания осциллятора близки к гармоническим, однако их частота ω отличается от частоты бесконечно малых колебаний ω_0 . Обозначив амплитуду колебаний A_2 , ищем приближенное решение уравнения (4.45) в виде

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t), \quad (4.47)$$

где

$$x_1(t) = A_2 \cos \omega t \quad (4.48)$$

и

$$|x_2| \ll |x_1|. \quad (4.49)$$

Выведем уравнение для x_2 . Подставив (4.47) в (4.45), получим уравнение

$$\ddot{x}_1 + \ddot{x}_2 + \omega_0^2(x_1 + x_2) - \beta_n(x_1 + x_2)^3 = 0$$

Условие (4.49) позволяет линеаризовать это уравнение по x_2 , сохранив в нем лишь слагаемые низшего порядка малости (линейные) по x_2

$$\ddot{x}_1 + \ddot{x}_2 + \omega_0^2(x_1 + x_2) - \beta_n(x_1^3 + 3x_1^2x_2) = 0. \quad (4.50)$$

Используя (4.48), перепишем это уравнение следующим образом

$$\ddot{x}_2 + (\omega_0^2 - 3\beta_n x_1^2)x_2 = (\omega^2 - \omega_0^2)x_1 + \beta_n x_1^3$$

или, с учетом (4.46), (4.47), (4.49), как

$$\ddot{x}_2 + \omega_0^2 x_2 = (\omega^2 - \omega_0^2)x_1 + \beta_n x_1^3. \quad (4.51)$$

Теперь подставим (4.48) в (4.51) и используем известную тригонометрическую формулу

$$\cos^3 \alpha = \frac{1}{4}(3 \cos \alpha + \cos 3\alpha)$$

Получим уравнение

$$\ddot{x}_2 + \omega_0^2 x_2 = (\omega^2 - \omega_0^2 + \frac{3}{4} \beta_n A_2^2) x_1 + \frac{1}{4} \beta_n A_2^3 \cos 3\omega t. \quad (4.52)$$

Итак, изменение во времени малой компоненты x_2 определяется линейным уравнением (4.52). Для того чтобы компонента x_2 не содержала осцилляции на частоте и основного колебания x_1 , потребуем, чтобы коэффициент при x_1 в (4.52) обратился в ноль. Это приводит к соотношению

$$\omega^2 - \omega_0^2 + \frac{3}{4} \beta_n A_2^2 = 0, \quad (4.53)$$

а уравнение для x_2 принимает вид

$$\ddot{x}_2 + \omega_0^2 x_2 = \frac{1}{4} \beta_n A_2^3 \cos 3\omega t. \quad (4.54)$$

Соотношение (4.53) определяет искомую зависимость частоты колебаний ω от амплитуды колебаний нелинейного осциллятора A_2 . Принимая во внимание (4.46), эту зависимость можно приближенно представить в виде

$$\omega = \omega_0 - \xi A_2^2, \quad (4.55)$$

где

$$\xi = \frac{3\beta_n}{8\omega_0}. \quad (4.56)$$

График зависимости $\omega(A_2)$ показан на рис. 4.5. Обратимся теперь к проявлению неизохронности колебаний в оптике.

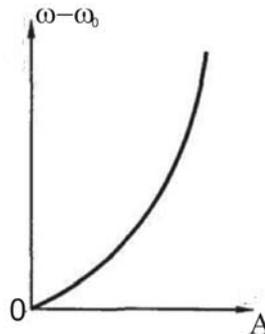


Рис. 4.5. Неизохронность колебаний нелинейного осциллятора: зависимость частоты колебаний ω от амплитуды колебаний A_2 (ω_0 — частота бесконечно малых (линейных) колебаний)

Фазировка осциллятора внешним полем. Неизохронность нелинейного осциллятора в оптике приводит к тому, что частота осциллятора, возбужденного световым полем, зависит от интенсивности световой волны:

$$\omega = \omega(I). \quad (4.57)$$

Эта зависимость, в свою очередь, вызывает появление дополнительного фазового набег $\varphi = \int \omega(t) dt$, пропорционального интенсивности света:

$$\varphi = \varphi(I). \quad (4.58)$$

Таким образом, возникает возможность фазировки осциллятора внешним полем. Это обстоятельство принципиально отличает нелинейный осциллятор от обычного гармонического осциллятора.

Нелинейная фазировка осцилляторов приводит к эффектам самовоздействия мощных модулированных световых волн: самофокусировке пучков и самомодуляции импульсов.

4.5. Самовоздействие света в нелинейной среде. Самофокусировка

Показатель преломления зависит от интенсивности света. Обычно в изотропных нелинейных средах низшей нелинейностью, отличной от нуля, является кубичная нелинейность. В приближении безынерционного отклика материальное уравнение такой среды

$$P = \chi E + \chi^{(3)} E^3. \quad (4.59)$$

В этом же приближении показатель преломления среды n определяется формулами $D = E + 4\pi P = \varepsilon E = n^2 E$, откуда

$$n = \sqrt{1 + 4\pi \frac{P}{E}}. \quad (4.60)$$

Подставив (4.59) в (4.60) и учитывая относительную малость нелинейного слагаемого, получим

$$n = n_0 + \frac{2\pi}{n_0} \chi^{(3)} E^2, \quad (4.61)$$

где

$$n_0 = \sqrt{1 + 4\pi\chi}. \quad (4.62)$$

Выразим квадрат напряженности электрического поля через интенсивность I световой волны. Пользуясь формулой $I = c_0 E^2 / 8\pi$, получим

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (4.63)$$

где

$$n_2 = \frac{16\pi^2}{n_0 c_0} \chi^{(3)}, \quad (4.64)$$

здесь n_0 — линейный показатель преломления среды, c_0 — скорость света.

Формула (4.63) показывает, что в средах с кубичной нелинейностью показатель преломления зависит от интенсивности света. Этот эффект приводит к самовоздействию световых волн, в частности, к таким эффектам как самофокусировка светового пучка, фазовая самомодуляция импульса, бистабильность резонатора, заполненного нелинейной средой и т. п. Величина n_2 , имеющая размерность обратной интенсивности света, является удобной характеристикой кубичной нелинейности среды. Например, для кристалла кварца $n_2 = 3 \times 10^{-16} \text{ см}^2 / \text{Вт}$.

Конкретный механизм, приводящий к нелинейности типа (4.63), может быть связан, например, с поворотом анизотропных молекул жидкости в поле мощной поляризованной световой волны. Поскольку такой же механизм лежит

в основе двойного лучепреломления света, наведенного постоянным электрическим полем ("эффект Керра"), зависимость показателя преломления от интенсивности света называют высокочастотным эффектом Керра, а нелинейность (4.63) — нелинейностью керровского типа.

Из соотношения (4.8) можно получить диэлектрическую проницаемость среды ε , а, следовательно, и показатель преломления вещества

$$n^2 = \varepsilon = \varepsilon_0 \left(1 + \chi + \chi^{(2)} E + \chi^{(3)} E^2 \right) = \varepsilon_0 (1 + \chi) + \varepsilon_0 \chi(E), \quad (4.65)$$

где, как мы уже отмечали, поправки определяются оптическим ангармонизмом макроскопического вещества. При этом квадратическая восприимчивость $\chi^{(2)}$ связана, как правило, с нелинейностью колебаний связанных электронов, она отлична от нуля только в пьезокристаллах. Кубическая восприимчивость $\chi^{(3)}$ в конденсированных прозрачных средах так же в основном обусловлена электронной нелинейностью. Среди механизмов, приводящих к ее появлению, в твердых телах преобладают процессы электрострикции, а в жидкостях к ним добавляются ориентационные (эффект Керра) процессы. Вновь отметим, что $\chi \gg \chi^{(2)} \gg \chi^{(3)}$ малость нелинейных поправок в ((4.65) не всегда приводит к малым нелинейным эффектам. Как мы уже отмечали, в определенных условиях эти эффекты могут накапливаться. Важный вывод, вытекающий из ((4.65), состоит в следующем: за счет большой интенсивности лазерного пучка показатель преломления может существенно меняться. Но поскольку в поперечном сечении луча величина $E(r)$ неравномерна, то и показатель преломления не будет постоянной величиной. Физически это означает, что среда, первоначально оптически однородная, ($n(\vec{r}) = const$) становится оптически неоднородной.

Следует лишь указать на качественную сторону отличия линейного и нелинейного изменения показателя преломления. Если в первом случае неоднородность показателя преломления существует сама по себе, независимо от процесса распространения света в среде, то во втором случае неоднородность показателя преломления создается в среде самой электромагнитной волной за счет нелинейной поляризации, т.е. наблюдается процесс самовоздействия света в нелинейной среде. Возникновение нелинейной поляризации может приводить как к увеличению, так и к уменьшению показателя преломления среды. Физически это означает, что среда под действием поля волны может приобретать свойства, аналогичные свойствам положительной (фокусирующей) или отрицательной (рассеивающей) линз. Для большинства сред определяющими являются нелинейности, которые приводят к фокусировке лучей. Данный эффект, впервые предсказанный Г.А. Аскарьяном, называется эффектом самофокусировки лазерного излучения. Эффект самофокусировки имеет большое практическое значение при использовании излучения высокой интенсивности. Возникновение самофокусировки изменяет пространственное распределение излучения, локально повышает его интенсивность. В случае изотропных, однородных сред или кристаллов с центром симметрии выполняется условие $\vec{P}_d(-E) = -\vec{P}_d(E)$, что приводит к исчезновению в (4.8) всех членов, содержа-

ших четное число множителей \vec{E} . Поэтому первая нелинейная поправка дается кубическим членом и поляризованность представима в виде

$$\vec{P} = \chi \vec{E} + \chi^{(3)} E^2 \vec{E},$$

Тогда диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon = \varepsilon_0 (1 + \chi + \chi^{(3)} E^2)$$

Показатель преломления определяется соотношением

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} = \sqrt{1 + \chi + \frac{\chi^{(3)} E^2}{\varepsilon_0}} = \sqrt{1 + \chi \left[1 + \frac{\chi^{(3)} E^2}{2\varepsilon_0 (1 + \chi)} \right]}, \quad (4.66)$$

так что нелинейная поправка к показателю преломления в силу условия $\chi \gg \chi^{(3)}$ много меньше единицы

$$\frac{\chi^{(3)} E^2}{\varepsilon_0 (1 + \chi)} \ll 1, \quad (4.67)$$

по этой причине показатель преломления удобно записать в виде

$$n = n_0 + n_2 E^2$$

Мы провели усреднение квадрата напряженности электрического поля по периоду колебаний, и поэтому E является амплитудой напряженности электрического поля волны, n_0 - линейный показатель преломления света, а $n_2 E^2$ описывает нелинейную поправку к показателю преломления. Если $n_2 > 0$ ($\chi^{(3)} > 0$), то при входе светового пучка в среду в последней образуется диэлектрический волновод с профилем, повторяющим распределение интенсивности в пучке. Скорость распространения световой волны $v = c_0/n$ будет меньше на оси пучка, чем на его периферии, так что боковые лучи начнут изгибаться к оси и пучок будет сжиматься. При этом $\Delta n = n_2 E^2$ около оси и скорость сжатия станут еще больше, так что световой пучок в результате "схлопнется" до некоторого минимального размера, определяемого дифракционными процессами расходимости. Если дифракция в точности компенсирует сжатие за счет самофокусировки, то устанавливается волновой режим распространения с постоянным радиусом поперечного сечения пучка (самоканализация) (рис. 4.6) Введем параметры самофокусировки: длину самофокусировки R_0 и пороговую мощность $P_{кр}$. Предположим, что радиус лазерного пучка - r_0 , E - амплитуда вектора \vec{E} на оси, амплитуду на расстоянии r_0 будем считать равной нулю. По определению, длиной самофокусировки R_0 называется путь, при прохождении которого в нелинейной среде световой пучок сходится к оси, т.е. "схлопывается".

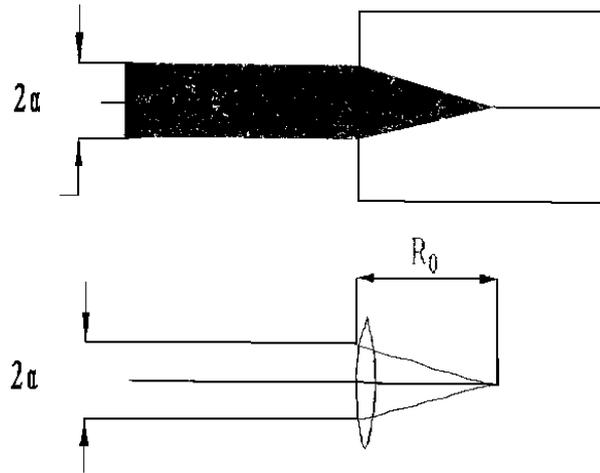


Рис. 4.6. Распространение светового пучка в нелинейной среде (а), а также в эквивалентной схеме (б)

При прохождении в среде расстояния R_0 разность фаз между осевым лучом и крайними лучами пучка равна (см. рис. 4.7)

$$\Delta\varphi = \frac{\omega n_2 E^2 R_0}{c_0}.$$

(4.68)

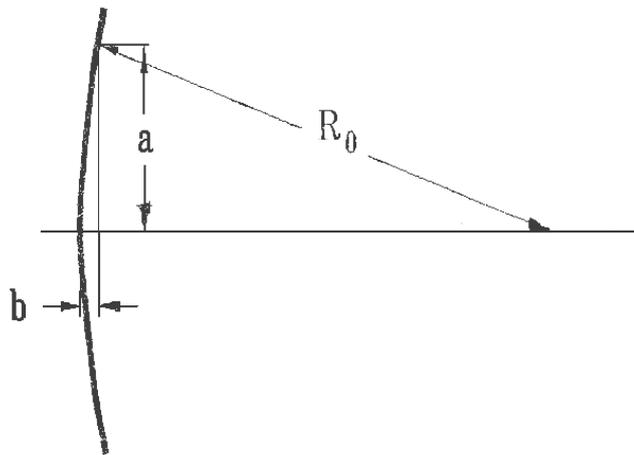


Рис. 4.7. К расчету длины самофокусировки: b - стрелки прогиба волнового фронта; a - радиус пучка при входе в среду; R_0 - длина самофокусировки.

Искривление волнового фронта волны, необходимое для фокусировки светового пучка в нелинейной среде на длине R_0 дает стрелку прогиба b , равную

$$b = R_0 - \sqrt{R_0^2 - r_0^2} = \frac{r_0^2}{2R_0}. \quad (4.69)$$

Этой стрелке отвечает разность фаз $\frac{\omega}{c} n_0 a^2 / 2R_0$, которая должна компенсироваться разностью фаз из-за неоднородности.

$$\frac{\omega n_0 r_0^2}{2c_0 R_0} = \frac{\omega n_2 E^2 R_0}{c_0} \quad (4.70)$$

откуда

$$R_0 = \frac{r_0}{E} \sqrt{\frac{n_0}{2n_2}} = \sqrt{\frac{n_0}{2\Delta n}} \quad (4.71)$$

$$\Delta n = n_2 E^2$$

Из соответствия (4.71) видно, что длина самофокусировки обратно пропорциональна напряженности поля в падающей волне E_0 и нелинейной поляризуемости $\chi^{(3)}$. Чем больше любая из этих величин, тем меньше длина самофокусировки, т.е. тем быстрее фокусируется лазерное излучение после входа в среду.

Эффект самофокусировки заметен уже при малых $\Delta n/n = 0,5 \cdot 10^{-4}$ получаем $r_0/R_0 = 10^{-2}$, что нетрудно зафиксировать экспериментально. Требуемая для самофокусировки мощность потока энергии в пучке уменьшается с уменьшением радиуса пучка. Однако с уменьшением радиуса лазерного пучка увеличивается его дифракционная расходимость, вследствие чего периферийные лучи пучка отклоняются от направления оси на угол $\Delta\psi_2 = \lambda/r_0 n_0$ (рис.4.8), а за счет нелинейности пучок "схлопывается" на длине R_0 . Это означает, что периферийный луч пучка отклоняется от направления оси на угол $\Delta\psi_1 = r_0/R_0$.

Условие достигается при так называемой критической (пороговой) мощности светового пучка

$$\frac{r_0}{R_0} = \frac{\lambda}{an_0} \quad (4.72)$$

и с учетом (4.71) получаем

$$r_0^2 = \frac{\lambda R_0}{n_0} = \left[\frac{\lambda_0}{n_0 E} \right] \sqrt{\frac{n_0}{2n_2}}$$

Возведя обе части последнего равенства в квадрат, находим $r_0^2 E^2 = \frac{\lambda^2}{2n_0 n_2}$.

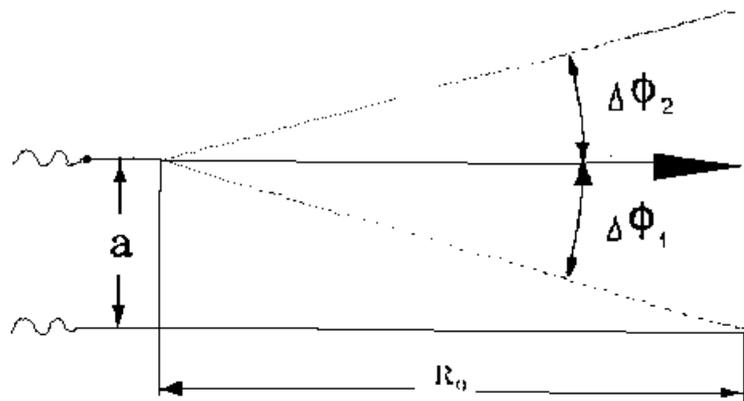


Рис. 4.8. К расчету пороговой мощности пучка для самофокусировки.

Для средней плотности потока энергии в гауссовском пучке имеем

$$\langle W_d \rangle = \frac{\upsilon \varepsilon E^2}{2} = \langle W_{d0} \rangle \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right)$$

где $\langle W_{d0} \rangle = \varepsilon_0 n_0 \upsilon E_0^2$ - средняя плотность потока энергии, в центре пучка. Мощность потока энергии в пучке равна (с учетом 4.71)

$$P_{кр} = \int_0^{s_l} \langle W_d \rangle ds_l = \langle W_{d0} \rangle \pi r_0^2 = \frac{\pi \varepsilon_0 n_0 \upsilon E_0^2 r_0^2}{4} = \frac{\pi \varepsilon_0 c_0 \lambda^2}{8 n_2}$$

где s_l - площадь поперечного сечения пучка лазера. При мощности лазерного излучения, гораздо меньшей $P_{кр}$, когда $R \ll R_0$ самофокусировкой можно пренебречь, излучение распространяется в среде с исходной расходимостью: при $P < P_{кр}$ самофокусировка компенсируется расходимостью (режим волноводного распространения лазерного излучения): при $P > P_{кр}$ возникает самофокусировка. Длина самофокусировки и критическая мощность - основные характеристики процесса самофокусировки, сопоставляемые с экспериментальными данными, т.к. воспользоваться формулами (4.71) и (4.72) весьма затруднительно, поскольку во многих веществах величина $n_2 = n(\chi^{(3)})$ неизвестна, но играет определяющую роль.

В случае импульсных световых полей положения фокуса лазерного пучка $R_0(t)$ зависит от времени: по мере нарастания интенсивности фокус передвигается. При этом в области фокуса из-за высокой локальной интенсивности светового поля существенную роль играют высшие нелинейности и т.д. и многочисленные нелинейные эффекты, например, вынужденные рассеяния. Во многих случаях явление самофокусировки нежелательно, так как приводит к деструкции лазерных кристаллов и стекол, а также силовой оптики энергетического тракта мощных технологических лазеров. Кратко остановимся на конкретных видах нелинейности показателя преломления, приводящих к самофокусировке лазерного излучения. Известно, что диэлектрическая проницаемость среды ε , а следовательно и показатель преломления зависит от внешнего электрического поля (эффект Керра), давления (явление электрострикции), температуры (электрокалорический эффект). В случае последних двух эффектов исходными являются изменение давления в среде, которое происходит за время, определяемое скоростью звука в материале. В этом случае эти эффекты являются инерционными $\tau = 10^{-6}$ с в отличие от эффекта Керра, который практически срабатывает мгновенно ($\tau = 10^{-12} \div 10^{-15}$ с). С этой точки зрения самофокусировка излучения может быть обусловлена нелинейностями такого типа, постоянная времени возникновения которых τ_n гораздо меньше длительности лазерного импульса.

4.6. Явление самоиндуцируемой прозрачности

При описании явления самофокусировки лазерного излучения в среде мы предполагали, что взаимодействие светового потока со средой носит стацио-

нарный характер, т.е. длительность действия лазерного излучения τ_l существенно больше времени перестройки свойств среды τ_0 (индуцируемая поляризация, ориентация полярных молекул и т. д.) и времени релаксации среды t_r , т.е. времени, определяющего спонтанный переход среды в начальное состояние вследствие процессов столкновительной ориентации полярных молекул, спонтанного распада возбужденных состояний и т.д. В этом смысле явление *самоиндуцируемой прозрачности* носит ярко выраженный нестационарный характер, т.е. $\tau_l \ll \tau_0, t_r$. Сущность этого явления можно понять, рассмотрев динамику взаимодействия короткого, мощного лазерного импульса со средой. Под действием переднего фронта импульса частицы нелинейной среды, поглощая энергию, переходят из нижнего энергетического состояния в верхнее, в результате чего часть энергии световой волны запасается в веществе. Если интенсивность импульса достаточно велика, то в какой-то момент времени в среде реализуется состояние с инверсией населенности. Под действием оставшейся части импульса квантовые частицы, испуская вынужденно излучение, возвращают запасенную энергию обратно в световой пучок и постепенно возвращаются в исходное, нижнее состояние. Поскольку длительность импульса меньше времени релаксации системы ($\tau_l \ll t_r$), то весь этот процесс энергетического обмена должен произойти быстрее, чем нарушится инверсия населенности за счет релаксационных процессов и можно добиться того, что вся энергия, первоначально взятая из лазерного пучка, вернулась обратно в импульс, восстановив его энергию и форму. Таким образом, лазерный импульс может проходить через поглощающую среду без потерь, все время отдавая и возвращая свою энергию через вещество. Сразу же отметим, что подобное просветление вещества принципиально отличается от эффекта просветления поглощающей среды при обычном насыщении поглощения, когда под действием мощного светового потока устанавливается равновесие в населенностях нижнего и верхнего уровней квантового перехода. При этом ясно, что такой импульс, с учетом релаксационных процессов, не может создать инверсию населенностей в веществе. Энергия, необходимая для просветления перехода, забирается из передней части импульса и уже не может когерентно вернуться назад в лазерный пучок. Она перейдет позже в энергию спонтанного излучения или безызлучательных переходов, но для импульса она уже, в общем, потеряна навсегда. Для количественного описания эффекта самоиндуцируемой прозрачности необходимо совместно рассматривать самосогласованную систему уравнений для светового поля (волновое уравнение Шредингера) и среды (уравнения Максвелла). Из такого рассмотрения следует, что без энергетических потерь через вещество может проходить лазерный импульс, для которого выполняется условие $\omega\tau_l = 2\pi$, где τ_l - длительность импульса, ω - его частота. Такие лазерные импульсы называются "2π" импульсы. При этом за время $\tau = \pi\omega^{-1}$ в двухуровневой системе атомы переходят из основного состояния в возбужденное, а за время $\tau = 2\pi\omega^{-1}$ - возвращаются в исходное состояние. Влияние вещества на световой «2π» импульс проявляется лишь в уменьшении скорости распространения и искажении фор-

мы импульса. Действительно, скорость распространения « 2π » импульса v определяется его "длиной" $l = c_0 \tau_l$ и коэффициентом обычного поглощения α следующим образом

$$\frac{c_0}{v} = 1 + \frac{\alpha l}{2}.$$

Таким образом, чем длиннее импульс, тем больше его задержка: например при $\tau_l = 1$ нс $l = 30$ см и $\alpha = 1$ см⁻¹ импульс замедляется на три порядка. При рассмотрении явления самоиндуцируемой прозрачности следует допустить существование в веществе солитонно-стабильных импульсов, форма и амплитуда которых не изменяется в процессе распространения. Среды, в которых до сих пор наблюдался эффект самопрозрачности, можно в основном разделить на четыре категории:

1) твердые диэлектрики. Длительность импульсов $\approx 3 \cdot 10^{-8}$ с и мощность потоков 10 кВт/м²;

2) пары щелочных металлов. Длительность $\tau_l = 10^{-9}$ с и порог мощности $\approx 10^5$ кВт/м²;

3) молекулярные газы $\tau_l = 3 \cdot 10^{-7}$ с и $P_{кр} \leq 5 \cdot 10^4$ кВт/м²;

4) полупроводники $\tau_l = 10^{-12}$ с, $P_{кр} = 10^6$ МВт/м².

Наиболее перспективные направления на основе явления самоиндуцируемой прозрачности - формирование ультракоротких (10^{-15} с) лазерных импульсов, построение оптоэлектронных элементов (дискриминаторы, цепи задержки, логические сетки) и дальняя связь в спектральных диапазонах сильного поглощения. Таким образом, при поглощении веществом импульсного резонансного излучения, т.е. излучения с частотой ω , близкой к частоте переходов между уровнями энергии атомов вещества, в среде наступает эффект насыщения, т.е. каждый, атом вещества в среднем находится одинаковое время в основном и возбужденном состояниях. По этой причине поглощение отсутствует, среда становится прозрачной для излучения. Для этого необходимо одновременное выполнение трех основных условий, определяемых свойствами среды и импульса излучения:

1. Длительность лазерного импульса много меньше как времени перестройки свойств среды, так и времени ее релаксации. В таких условиях возмущенные атомы среды, создаваемые импульсом излучения, не успевают спонтанно вернуться в основное состояние за время воздействия излучения;

2. Напряженность поля излучения должна быть велика, чтобы распад возбужденного состояния носил вынужденный характер (соответствующий коэффициент Эйнштейна велик).

3. Форма импульса и напряженность поля должны быть таковыми, чтобы атом вещества под действием такого импульса успевал совершить одну осцилляцию: основное состояние — возбужденное состояние — основное состояние.

При выполнении указанных трех условий импульс лазерного излучения распространяется в среде без поглощения, взаимодействие импульса со средой

сводится к обмену энергией, переходящей от импульса к среде, возвращающейся в импульс.

4.7. Неоднородный ансамбль нелинейных осцилляторов. Световое эхо

Рассмотрим ансамбль нелинейных осцилляторов, в котором отдельные осцилляторы имеют разные собственные частоты колебаний. Такой ансамбль называется неоднородным. Здесь мы обсудим своеобразное оптическое явление, возникающее в неоднородном нелинейном ансамбле — явление *светового эха*.

Явление эха состоит в излучении средой светового импульса через некоторое время после того, как она была возбуждена парой коротких лазерных импульсов, разнесенных по времени (рис. 4.9). Световое эхо было предсказано в 1963 г. Копвиллемом и Нагибаровым и позднее экспериментально обнаружено в рубине Кенитом, Абеллой и Хартманом.

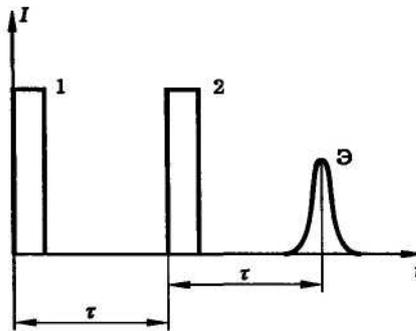


Рис. 4.9. Явление светового эха: нелинейная среда последовательно возбуждается парой коротких лазерных импульсов ("1" и "2") и спустя время, равное задержке между импульсами, самопроизвольно испускает импульс света — сигнал эха ("Э")

Для того чтобы выяснить механизм возникновения эха, рассмотрим динамику кубично-нелинейного осциллятора, возбужденного парой коротких световых импульсов. Пренебрегая затуханием колебаний, запишем уравнение движения осциллятора в виде

$$\ddot{x} + \omega_0^2 - \gamma_n x^3 F(t) = 0 \quad (4.73)$$

Будем считать амплитуду колебаний достаточно малой и воспользуемся методом возмущений. Приближенное решение уравнения (4.73) ищем в виде

$$x = x_l + x_{нл}, \quad (4.74)$$

где x_l — решение линейного уравнения

$$\ddot{x}_l + \omega_0^2 x_l = F(t), \quad (4.75)$$

а $x_{нл}$ — малая нелинейная добавка. Подставив (4.74) в (4.73), получаем для $x_{нл}$ приближенное линейное уравнение

$$\ddot{x}_{нл} + \omega_0^2 x_{нл} = \gamma_n x_l^3. \quad (4.76)$$

Теперь предположим, что осциллятор возбуждается последовательно двумя короткими световыми импульсами, следующими друг за другом с интервалом времени τ . В этом случае

$$F(t) = f_1(t) + f_2(t - \tau), \quad (4.77)$$

где функции $f_1(t)$ и $f_2(t)$ описывают формы импульсов. В пределе бесконечно коротких импульсов можно считать $f(t) \sim \delta(t)$, где $\delta(t)$ — дельта-функция.

В силу линейности уравнения ((4.65), решение задачи ((4.65), (4.77) можно представить в виде суммы откликов на каждый импульс в отдельности. В случае бесконечно коротких импульсов получим

$$x_n(t) = a_1 \sin \omega_0 t + a_2 \sin \omega_0(t - \tau), \quad (4.78)$$

где a_1 и a_2 — постоянные, пропорциональные энергиям возбуждающих импульсов. Выражение (4.78) входит в (4.76) нелинейно, поэтому фазы колебаний (4.78) войдут в него в различных комбинациях. Опуская слагаемые с частотами $3\omega_0$, получим

$$\begin{aligned} x_n^3 = & \frac{3}{4}(a_1^3 + 2a_1a_2^2)\sin \omega_0 t + \frac{3}{4}(a_2^3 + 2a_1^2a_2)\sin \omega_0(t - \tau) + \\ & + \frac{3}{4}a_1a_2^2 \sin \omega_0(t - 2\tau) + \frac{3}{4}a_1^2a_2 \sin \omega_0(t + \tau). \end{aligned} \quad (4.79)$$

Существуют моменты времени, в которые фазы колебаний (4.79) имеют строго определенные значения независимо от величины собственной частоты колебаний нелинейного осциллятора ω_0 . Это моменты времени

$$t = 0, t = \tau, t = 2\tau. \quad (4.80)$$

Если теперь обратиться к неоднородному ансамблю осцилляторов, в котором отдельные осцилляторы имеют разные собственные частоты колебаний, то из сказанного можно сделать вывод о том, что при возбуждении ансамбля двумя короткими импульсами света, в моменты времени, определяемые формулами (4.80), происходит фазировка (синхронизация) слабых нелинейных составляющих колебаний $x_{нл}$ для всех осцилляторов ансамбля. Это приводит к формированию импульсов макроскопической оптической поляризации (суммарного дипольного момента) среды и испусканию импульсов света в соответствующие моменты времени. Последний из этих импульсов, испускаемый в момент времени $t = 2\tau$, представляет собой сигнал светового эха (рис. 4.9). Такой сигнал называется сигналом первичного эха.

Аналогичным образом можно показать, что при возбуждении тремя короткими импульсами света, посылаемыми в моменты времени $t = 0, t = \tau, t = \tau + T$, среда испускает световой импульс в момент времени $t = T + 2\tau$, называемый сигналом стимулированного эха. Стимулированное эхо можно использовать в устройствах записи информации.

5. Изменение поглощательной способности прозрачных диэлектриков в процессе лазерного облучения

При действии лазерного излучения на прозрачные диэлектрики может возникать их разрушение (оптический пробой). Разрушению диэлектрика предшествует увеличение его поглощения в локальной области лазерного воздействия. Изменение поглощения прозрачных твердых тел под действием лазерного излучения обычно рассматривают с двух позиций: изменения, возникающие в идеально чистых средах, и изменения, обусловленные различного рода дефектами структуры и примесями, поскольку в этих случаях различны действующие механизмы. В чистой среде – это увеличение свободных носителей, на которых происходит поглощение. В средах с дефектами и примесями – изменения, связанные с локальным нагревом при поглощении излучения на неоднородности. Эти явления, являясь нелинейными эффектами, зависят 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.

5.1. Физические представления о механизмах изменения поглощения в идеальных диэлектриках

При больших интенсивностях лазерного излучения необходимо принимать во внимание нелинейные эффекты, возникающие при поглощении квантов света. Кроме того, в исходно нейтральной среде под действием лазерного излучения образуется плазма, сильно поглощающая излучение, падающее на вещество. В общем случае *плазма – это частично или полностью ионизованный газ, в котором плотности положительных или отрицательных зарядов практически одинаковы.*

В предыдущих главах мы говорили о плазме твердых тел как о совокупности подвижных, участвующих в электропереносе носителей заряда, взаимодействующих посредством кулоновских сил. *Плазма типичных металлов – это сильно вырожденная электронная ферми-жидкость.*

Оказалось, 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 $\omega_p = (N_e q_e^2 / m_e \varepsilon)^{1/2}$ (q_e – заряд электрона, m_e – его масса, ε – 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.

Энергия плазменных колебаний квантована, квант плазменных колебаний – это *плазмон*. Физическая природа плазменных колебаний обусловлена тем, что флуктуации плотности заряда создают электрическое поле, которое вызывает ток, стремящийся восстановить электронейтральность; из-за инерции носители заряда «проскакивают» положение равновесия, что и приводит к коллективным колебаниям.

Рассматривая природу взаимодействия лазерного излучения с полупроводниками, мы оперировали с *плазмой неравновесных носителей заряда*, т.е. с электронами и дырками, генерация которых происходит в поле электромагнитного излучения. Своеобразие *полупроводников* состоит в существовании двух отличающихся по частоте плазменных мод. Высокочастотная мода обусловлена колебаниями всех электронов валентной зоны и аналогична плазменным колебаниям простых металлов. Энергии плазмонов (квантов продольных колебаний валентных электронов относительно ионного остова) обычно 14-17 эв. Низкочастотная мода обусловлена колебаниями электронов проводимости или дырок: газ свободных носителей колеблется относительно хаотически расположенных в кристаллической решетке ионизованных донорных или акцепторных примесных центров с энергией плазмонов 0,01-0,1эв.

Когда лазерное излучение падает на поверхность твердого тела, то *плазменные процессы* происходят как внутри твердого тела, так и в окружающей среде (воздух, газ).

На примере взаимодействия излучения с газами рассмотрим процессы, ведущие к образованию плазмы, то есть к *фотоионизации* вещества.

5.1.1. Фотоионизация газа

В процессе образования плазмы при фотоионизации газа следует выделить такие основные явления как:

- образование свободных электронов в газе;
- ускорение свободных электронов при их столкновениях с нейтральными атомами газа до энергий $\varepsilon_{кин} \geq \varepsilon_a$ (ε_a — потенциал ионизации атомов газа);
- ионизация нейтральных атомов ускоренными электронами, т. е. реакция $A + e = A^+ + e + e$, в результате которой происходит размножение свободных электронов;
- развитие электронной лавины.

Эти явления не происходят строго последовательно, наоборот, как будет видно в дальнейшем, в значительной мере они происходят одновременно. Однако целесообразно рассмотреть эти явления независимо, указав также и на их взаимосвязь во времени. Обратимся к рассмотрению основных свойств этих явлений.

Следует отметить, что начальное число свободных электронов в области фокусировки излучения в газе может быть весьма мало.

В принципе, для развития электронной лавины достаточно одного начального свободного электрона. Поэтому речь идет об единицах свободных электронов в области фокусировки, то есть о начальной плотности свободных

электронов порядка $n_{e0} \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$. Эта величина гораздо больше естественной плотности свободных электронов в газе из-за ионизации газа космическими частицами и естественной радиоактивностью. Однако это число гораздо меньше концентрации примесей с малым потенциалом ионизации (в первую очередь – углеводородных молекул). Свободные электроны образуются в результате многофотонной ионизации атомов этих примесей. Ввиду малого потенциала ионизации (5 – 6 эВ) степень нелинейности при этом не велика и ионизация происходит с большой вероятностью в относительно слабых полях.

5.1.2. Многофотонная ионизация.

Многофотонное возбуждение представляет собой процесс, в котором электрон в квантовой системе (в атоме, молекуле) переходит из одного связанного состояния в другое связанное состояние в результате поглощения нескольких фотонов действующего излучения. Многофотонное возбуждение противоположно ступенчатому или каскадному возбуждению, когда поглощение каждого последующего фотона переводит квантовую систему из одного связанного состояния в другое (более высокое) связанное состояние. Принципиальная возможность многофотонного перехода электрона из одного связанного состояния в другое (связанно-связанный переход) обусловлена соотношением неопределенности энергия — время. Согласно этому соотношению закон сохранения энергии для промежуточных (виртуальных) состояний может не выполняться; он выполняется лишь для начального и конечного состояний.

При однофотонной фотоионизации атом или молекула вещества ионизируется при столкновении с фотоном. Процесс прямой ионизации возможен только при выполнении законов сохранения энергии и импульса. Из-за того, что $m_i \gg m_e$, и $v_e^2 \gg v_i^2$ (m_e, v_e – масса и скорость электрона, m_i, v_i – масса и скорость иона), практически вся энергия фотона передается электрону. Процесс фотоионизации может происходить непосредственно (прямой механизм)

$$\hbar\omega + M \rightarrow M^+ + e$$

или через промежуточное состояние (косвенная фотоионизация)

$$\hbar\omega + M \rightarrow M^*$$

$$M^* + \hbar\omega \rightarrow M^+ + e,$$

где M, M^*, M^+ — обозначает нейтральный, возбужденный, ионизированный атом.

Вероятность ϖ_u многофотонной ионизации в единицу времени зависит как от эффективного поперечного сечения многофотонной ионизации $\sigma^{<k>}(\omega)$, так и от интенсивности лазерного излучения (плотности фотонов) J

$$\varpi_u(\omega, J) = \sigma^{<k_n>}(\omega) J^{<k_n>} \quad (5.1)$$

(k_n – степень нелинейности, $k_n = \langle \varepsilon_a / \hbar\omega + 1 \rangle$, ε_a – потенциал ионизации).

Процессы многофотонной ионизации не являются пороговыми процессами по интенсивности (5.1) поскольку вероятность многофотонного возбуждения имеет конечную величину при сколь угодно малой интенсивности излуче-

ния, однако, образование плазмы критической плотности за счет многофотонной ионизации атомов газа является пороговым процессом по интенсивности излучения. Действительно, для того, чтобы процесс ионизации вещества стал развиваться, необходимо достичь определенной критической $n_{кр}$ степени ионизации, при которой возникает положительная обратная связь по поглощению.

При фиксированной плотности газа n_g для достижения значения $n_{кр}$ необходима определенная степень ионизации N_e/N_a , т. е. определенная полная вероятность ионизации, определяемая как

$$\frac{N_e}{N_a} = \varpi_u(\omega, J)\tau_l = \frac{n_e}{n_g}, \quad (5.2)$$

где N_a, N_e – полное число атомов и электронов в облучаемой зоне, τ_l – время действия лазерного излучения на вещество, n_e – плотность свободных электронов.

Из соотношения (5.2) видно, что пороговая интенсивность J зависит от τ_l , плотности вещества и плотности свободных электронов n_e . Следует отметить, что соотношения (5.1) и (5.2) позволяют оценить пороговую интенсивность возникновения оптического пробоя лишь с учетом многофотонной ионизации. Величины, рассчитанные по (5.2), приблизительно на порядок превышают экспериментально полученные значения. Это означает, что нелинейная ионизация не является основной причиной образования плотной плазмы.

В тех случаях, когда плотность газа или длительность лазерного импульса малы, за счет ионизации образуется малое число свободных электронов. Если мала область фокусировки лазерного излучения, то образовавшиеся свободные электроны успевают покинуть область воздействия – их концентрация не достигает критического значения. Для этих условий должен существовать другой механизм ионизации газа.

5.1.3. Лавинная ударная ионизация

Кроме нелинейной ионизации нейтральных атомов в поле излучения происходит процесс ионизации атомов при их столкновении с электронами, ускоренными в поле излучения. Образование плазмы за счет электронной ионизации при фиксированной напряженности поля может произойти с большей вероятностью, чем процесс нелинейной фотоионизации. Так как скорость набора энергии электронами пропорциональна интенсивности лазерного излучения, а скорость потерь практически не зависит от поля, то при заданной длительности лазерного импульса должно существовать пороговое значение интенсивности лазерного излучения, по достижении которого возникает лавинная ионизация.

Электронная ионизация, ведущая к образованию плазмы, происходит при соударении свободных электронов с нейтральными атомами. Она доминирует при больших значениях n_g, τ_l и значительных размерах области фокусировки лазерного пучка.

Кинетическая энергия подавляющего большинства свободных электронов, образующихся при многофотонной ионизации атомов и молекул, $\varepsilon_{кин} = K_\phi \hbar\omega - \varepsilon_a$, где K_ϕ – число поглощенных фотонов, ε_a – энергия ионизации. В видимом диапазоне частот $\varepsilon_{кин} \leq 1$ эВ. Поэтому свободные электроны, образованные в газе, не могут ионизовать атомы газа, потенциалы, ионизации которых на порядок величины больше.

Количественное описание рассмотренных процессов, затруднено, особенно если необходимо учесть квантовую природу лавинной ионизации. Мы ограничимся простой классической моделью.

Предположим, что возникновение первичных электронов и их лавинное размножение – это два последовательных независимых процесса. Если первичные электроны создаются в процессе многофотонной ионизации, то их плотность

$$n_{e0} = \Xi I_\lambda^{K_\phi}, \quad (5.3)$$

где I_λ – интенсивность излучения лазера, а параметр Ξ пропорционален длительности лазерного импульса.

Предположим также, что процесс умножения числа электронов начинается со значения электронной плотности n_{e0} . Пусть v_i – скорость ионизации, а v_p – скорость потерь, тогда результирующая скорость размножения электронов равна

$$\frac{dn_e}{dt} = (v_i - v_p)n_{e0}, \quad (5.4)$$

откуда

$$n_e(t) = n_{e0} \exp[(v_i - v_p)t]. \quad (5.5)$$

Заметим, что величина v_i пропорциональна I_λ , а скорость потерь v_p от интенсивности I_λ не зависит.

Чтобы теперь найти соотношение между v_i и I_λ , воспользуемся классической моделью свободного электрона.

Увеличение энергии электрона может происходить при столкновениях свободного электрона с атомами газа. Двигаясь в поле силового центра (ядро атома) в отсутствие внешнего поля, свободный электрон теряет кинетическую энергию на излучение (тормозное излучение). В присутствии сильного внешнего поля тормозной эффект носит вынужденный характер, это так называемый вынужденный тормозной эффект. В присутствии внешнего поля электрон может увеличивать свою кинетическую энергию за счет внешнего поля (антитормозной или обратный тормозной эффект). В обоих случаях законы сохранения энергии и импульса могут быть выполнены за счет взаимодействия электрона с третьим телом – атомом. Отметим, что речь идет об упругих столкновениях, то есть о столкновениях, в которых внутренняя структура атома не изменяется.

Используя принцип детального равновесия Эйнштейна для излучения, можно показать, что в данном случае имеет место равенство

$$B_{12}(\varepsilon_{\text{кин}})v_e = B_{21}(\varepsilon'_{\text{кин}})v'_e, \quad (5.6)$$

в котором B_{12} и B_{21} — коэффициенты Эйнштейна для поглощения и испускания излучения. В соотношении (5.6) $\varepsilon_{\text{кин}}$, v_e — кинетическая энергия и скорость электрона до соударения с атомом, $\varepsilon'_{\text{кин}}$, v'_e — после соударения. Положим, что при соударении электрон поглощает квант внешнего поля так, что $\varepsilon'_{\text{кин}} = \varepsilon_{\text{кин}} + \hbar\omega$. а $v'_e \propto (\varepsilon_{\text{кин}} + \hbar\omega)^{1/2}$. Тогда, согласно (5.6), можно записать соотношение между коэффициентами поглощения и вынужденного испускания излучения:

$$\frac{B_{12}(\varepsilon_{\text{кин}})}{B_{21}(\varepsilon'_{\text{кин}})} = \frac{v'_e}{v_e} = \left(\frac{\varepsilon_{\text{кин}} + \hbar\omega}{\varepsilon_{\text{кин}}} \right)^{1/2}. \quad (5.7)$$

Из (5.7) видно, что преобладает вынужденное поглощение, причем тем сильнее, чем меньше энергия электрона $\varepsilon_{\text{кин}}$. Таким образом, процесс изменения энергии электрона в большом числе последовательных столкновений с атомами представляет собой ряд последовательных актов поглощения излучения энергии, в результате которых энергия электрона постепенно увеличивается.

Скорость набора энергии электроном определяется уравнением

$$\frac{d\varepsilon_{\text{кин}}}{dt} = \frac{q_e^2 |E_a|^2 \tau_{ep}}{m_e (1 + \omega^2 \tau_{ep}^2)},$$

где E_a — амплитуда электромагнитной волны с частотой ω , τ_{ep} — характерное время между столкновениями, сопровождающимися передачей импульса, q_e и m_e — заряд и масса электрона соответственно. Если энергия ионизации атомов или молекул равна ε_i , то скорость ионизации определяется соотношением

$$v_i = \frac{q_e^2 |E_a|^2 \tau_{ep}}{m_e \varepsilon_i (1 + \omega^2 \tau_{ep}^2)}. \quad (5.8)$$

В заключение надо отметить, что проведенное выше описание процесса ускорения свободного электрона в процессе ряда последовательных столкновений с нейтральными атомами и ионами является упрощенным. При этом были опущены различные явления, которые необходимо принимать во внимание в различных частных случаях. Одно из этих явлений — прилипание электронов к нейтральным атомам и молекулам с образованием отрицательных ионов; явление прилипания необходимо учитывать в средах, содержащих электроотрицательные атомы (молекулы) — кислород, органические соединения, галогены. Другое явление — рекомбинация электронов с положительными ионами; рекомбинацию необходимо учитывать в тех случаях, когда на конечной стадии достигается высокая степень ионизации нейтральных атомов, то есть когда высока концентрация ионов. Наконец, надо иметь в виду потери (диффузию) электронов из области пространства, в котором локализовано сильное световое поле, то есть из области фокусировки излучения; диффузию необходимо учитывать при малых размерах области фокусировки (например, при фокусировке

одномодового излучения короткофокусными линзами) и при малой плотности газа, когда длина свободного пробега электрона сравнима с размерами области фокусировки излучения.

5.1.4. Изменение поглощения в идеально чистых прозрачных твердых телах

Переходя к анализу процесса изменения поглощения прозрачных твердых тел, сначала рассмотрим процесс изменения поглощения идеально чистых сред, а потом обратимся к средам с локальными примесями.

Первое, что надо иметь в виду, – идеально чистые 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.

В случае идеально чистых материалов механизм изменения поглощения во многом похож на механизм изменения поглощения, 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 перечисленных процессов, сопоставим типичные характеристики кристаллов и стекол с характеристиками газов. В процессе возникновения 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.

Концентрация электронов в зоне проводимости (определяемая «хвостом» максвелловского распределения электронов по энергиям в валентной зоне) на много порядков превышает концентрацию свободных электронов в газе. 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 электронной лавины в твердом теле, чем в газе. Потери энергии при столкновениях электрона с решеткой существеннее, чем при столкновениях с атомами газа.

Развитие электронной лавины может происходить за счет возбуждения валентных электронов. Скорость увеличения их энергии в процессе столкновений $(d\varepsilon_{кин}/dt)_+$ резко убывает с ростом энергии электронов. Потери энергии на образование фононов практически не зависят от энергии электронов, $(d\varepsilon_{кин}/dt)_- \approx const$. Суммарный эффект зависит от напряженности поля лазерного излучения, так как $(d\varepsilon_{кин}/dt)_+ \propto E_a^2$. Очевидно, что всегда можно найти столь

высокую напряженность поля E_a , когда суммарный эффект за время действия τ_l лазерного импульса

$$\int_0^{\tau_l} [(d\varepsilon_{кин} / dt)_+ - (d\varepsilon_{кин} / dt)_-] dt$$

будет больше ширины запрещенной зоны ε_g (рис. 5.1). Это и есть пороговое условие, необходимое для размножения свободных электронов.

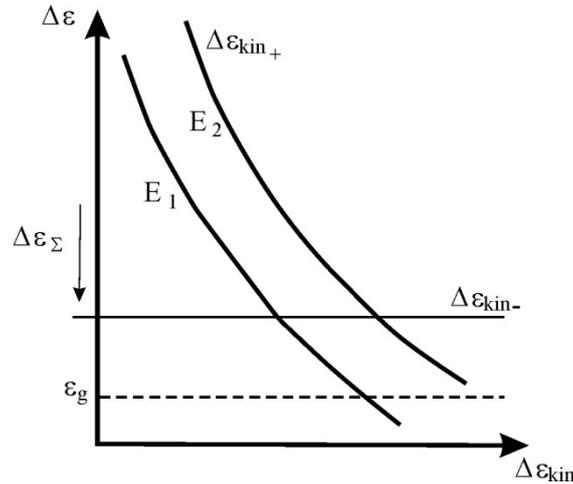


Рис. 5.1. Изменении энергии электрона $\Delta\varepsilon_{кин}$ в результате увеличения энергии электрона из-за антитормозного поглощения ($\Delta\varepsilon_{кин+}$) и уменьшения энергии из-за возбуждения фононов ($\Delta\varepsilon_{кин-}$) в зависимости от кинетической энергии электронов $\varepsilon_{кин}$ при различной напряженности поля E_a лазерного излучения; $\Delta\varepsilon_{кин\Sigma}$ — суммарный эффект изменения энергии электрона; ε_g — ширина запрещенной зоны

Изменение поглощения прозрачных материалов может быть вызвано, кроме того, образованием фононов (гиперзвуковых колебаний) в процессе вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ).

5.1.5. Роль вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна

Этот механизм возбуждения звуковых волн в среде основан на явлении рассеяния световых волн на тепловых упругих волнах. Это типичный пример нелинейного взаимодействия волн в веществе. Важно, что слабые в начале звуковые волны могут в результате электрострикционного взаимодействия привести к вынужденному процессу, в котором значительная доля энергии излучения может быть преобразована в энергию гиперзвуковых волн. При этом теоретически возможная максимальная интенсивность звука равна $\sim P\Omega/\omega$ (P – мощность лазерного излучения, Ω , ω – частота звуковой и световой волн, соответственно). Реально коэффициент трансформации не превышает долей процента.

Сразу же отмстим, что эффективная перекачка энергии из падающей световой волны в звуковую волну и волну рассеянного света возможна при выполнении, так называемого, условия синхронизма для волновых векторов и частот

$$\begin{aligned}\vec{k}_h &= \vec{k}_1 - \vec{k}_2 \\ \Omega &= \omega_1 - \omega_2,\end{aligned}\tag{5.9}$$

где \vec{k}_h , \vec{k}_1 , \vec{k}_2 , Ω , ω_1 , ω_2 – волновые вектора и частоты звуковой волны, падающей световой и рассеянной световой волн в среде, соответственно. Необходимая для этого нелинейность показателя преломления в веществе может возникнуть как за счет давления, так и за счет температуры

$$\Delta n = f(p, T).$$

Давление в среде может изменяться при действии внешнего электрического (светового) поля (явление электрострикции). Микроскопической причиной электрострикции является взаимодействие зарядов, связанных в среде, с внешним полем. Избыточное давление в изотропном диэлектрике приводит к изменению диэлектрической проницаемости среды и, соответственно, к изменению показателя преломления

$$\Delta n = (4\pi\beta_T)^{-1} n \frac{(\partial n)^2}{\partial p} E_a^2,\tag{5.10}$$

где β_T – коэффициент изотермической сжимаемости, E_a – напряженность электрического поля в лазерном пучке.

В основе теплового механизма лежит зависимость диэлектрической проницаемости вещества от температуры, зависящей от диссипации энергии лазерного излучения в среде. При этом существенную роль играют оптические свойства, атомно-молекулярная структура, непрозрачные макроскопические примеси в веществе.

Зависимость изменения диэлектрической проницаемости среды от температуры имеет вид

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \rho(T) E_a^2 = \varepsilon_0 + \frac{k_p c_0 t}{8\pi r c_p} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} E_a^2,\tag{5.11}$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость среды в отсутствии светового поля, k_p – показатель поглощения, ρ – плотность, c_p – теплоемкость.

Из (5.9), (5.10) и (5.11) следует, что при взаимодействии лазерного излучения с прозрачными и поглощающими средами возникает ряд явлений, приводящих к возбуждению упругих колебаний среды в большом диапазоне частот от 16 Гц (инфразвук) до 10^{13} Гц (гиперзвук). Звуковая волна может сама по себе приводить либо к разрушению среды, если амплитуда звуковой волны больше предела упругости материала, либо к уменьшению интенсивности падающего лазерного потока вследствие перекачки его энергий в звуковые колебания среды.

5.2. Оптические свойства реальных оптических материалов и покрытий

При измерении оптических свойств материалов обычно не принимают во внимание их локальные изменения в областях с размерами меньшими длины волны излучения, поскольку они не вносят значительных искажений в прошедшую или отраженную световую волну. Однако при воздействии лазерного излучения с большой плотностью мощности такие локальные неоднородности оптических свойств могут приводить к значительному изменению поглощения.

Известно, что при механической полировке хрупких материалов на поверхности остается так называемый трещиноватый слой, возникновение которого определяется действием локальных напряжений при давлении зерен полирующего порошка на поверхность. Кроме того, при полировке возможно образование микроцарапин, которые не влияют на оптические свойства поверхности при действии излучения малой интенсивности. При полировке пластичных материалов (металлов) возможно внедрение частиц полирующего порошка в приповерхностный слой, причем эти частицы могут оказаться в глубине материала на некотором расстоянии от поверхности.

При наличии в прозрачной среде локальных макроскопических примесей или дефектов с большим коэффициентом поглощения излучения эти локальные области быстро нагреваются, что и служит, в конечном счете, причиной разрушения прозрачной среды. Таким образом, при наличии примесей речь идет о тепловом разрушении прозрачных сред.

В результате поглощения энергии лазерного излучения этими локальными областями в них очень быстро (за время лазерного импульса) увеличивается температура, соответственно увеличивается давление, приводящее к растрескиванию стекла (кристалла) в небольшой области вокруг примеси (дефекта), увеличение температуры приводит к сгоранию покрытия, нанесенного на подложку.

5.2.1. Механизмы инициирования объемного поглощения в первоначально прозрачной среде

Первой была предложена полупроводниковая модель роста поглощения, в которой увеличение поглощения связывают с тепловым забросом электронов из валентной зоны в зону проводимости. Однако рассчитанные по этой модели значения температуры тепловой неустойчивости T_* являются аномально высокими. Для полупроводниковых материалов они составляют несколько тысяч градусов, а для широкозонных диэлектриков типа стекол и кварца достигают $\sim (10-15) \cdot 10^3$ К.

Поэтому были разработаны *термохимические модели оптического пробоя* прозрачных сред. В основе этих моделей лежит изменение химического состава стекол и полупроводников при нагревании. Так, тепловое действие импульсного лазерного излучения на полупроводниковые соединения $A^{III}B^V$ (GaAs, GaP,

InAs) в режимах, близких к порогу разрушения поверхности, сопровождается обеднением поверхностных слоев в зоне облучения летучим компонентом (As, P), вплоть до образования капель металла (In, Ga). Наряду с разложением, при облучении этих материалов на воздухе возможно частичное окисление образующихся продуктов диссоциации, зафиксированное экспериментально. Реакция окисления может быть активирована и при лазерном нагреве атомарных полупроводников — германия и кремния.

Для области низких температур, когда вещество остается в конденсированном состоянии, предложена модель, основанная на тепловой генерации ионных дефектов как начальной фазе термического разложения. Модель позволяет проследить переход от полупроводникового механизма роста поглощения к чисто термохимическому, а также влияние на величину коэффициента поглощения α различных внешних условий.

При нагревании материала в нем могут образоваться атомарные дефекты - вакансии и междоузельные атомы. С химической точки зрения этот процесс можно рассматривать как разрыв некоторых химических связей. Вероятность разрыва связи, равная $\nu_D \exp(-T_a/T)$ (ν_D — частота колебаний атомов порядка дебаевской, T_a — выраженная в Кельвинах энергия связи) оказывается заметной при достаточно низких температурах, когда материал не изменяет агрегатного состояния. Разрыв связи приводит к переходу одного из атомов из узла решетки в междоузлие, так что образуются вакансия и междоузельный атом (дефект по Френкелю).

Образование таких дефектов приводит к появлению реальных энергетических состояний внутри запрещенной зоны исходного полупроводника или диэлектрика. Свойства этих состояний зависят от внутрикристаллического поля в окрестностях дефекта, а также от температуры. Появление реальных электронных состояний внутри запрещенной зоны вносит принципиальные изменения в механизмы роста поглощения с температурой. Эти изменения связаны с тем, что при достаточно высокой интенсивности падающего излучения (порядка порога пробоя) заметно возрастает концентрация электронов и дырок в соответствующих зонах вследствие их многоступенчатого заброса через реальные промежуточные состояния. Кроме того, при появлении таких состояний изменяются и равновесные тепловые концентрации носителей из-за сдвига положения уровня Ферми.

При анализе для простоты принято, что при образовании ионного дефекта появляется одно дополнительное состояние (с энергией ε_d) в середине запрещенной зоны. Такая ситуация реализуется, например, в *GaAs*, когда образующиеся в результате нагрева вакансии мышьяка (этот процесс происходит в тонком приповерхностном слое) заполняются атомами кислорода из окружающей атмосферы. Для больших времен $t \gg \tau_{ri}$ (τ_{ri} — время «жизни» иона до встраивания в решетку) плотность промежуточных электронных состояний N_{em} , равную концентрации ионных дефектов n_i , пренебрегая диффузионными явлениями можно оценить как

$$N_{em} = N_0 v_D \tau_{ri} \exp\left(-\frac{T_a}{T}\right),$$

где N_0 — концентрация атомов в решетке исходного материала.

Рассмотрим зависимость стационарной концентрации свободных носителей $n_{e,p}$ в этой системе от температуры и интенсивности излучения. Будем считать, что под действием кванта света возможны однофотонные переходы из валентной зоны на примесный уровень ε_d , а с этого уровня — в зону проводимости, то есть, выполняется условие $\varepsilon_g > \hbar\omega > \varepsilon_g/2$. Сечения поглощения для обоих переходов будем считать одинаковыми.

В равновесной ситуации, когда фотовозбуждение носителей мало, а концентрация примеси много меньше равновесной концентрации свободных носителей в собственном полупроводнике получим

$$N_e \approx \frac{N_0}{2}; n_e = n_{eT} = n_{oT} \pm \frac{N}{4} = N_e e^{\frac{T_g}{T}} \pm \frac{N_0 v_D \tau_{ri}}{4} e^{\frac{T_a}{T}}, \quad (5.12)$$

где знак "+" соответствует донорной, а "-" — акцепторной примеси; $T_g = \varepsilon_g/2k_B$. Здесь $N_e = N_v$ — плотность состояний в зонах (считается одинаковой); $J = q_0/\hbar\omega$ — плотность потока фотонов с энергией $\hbar\omega$; индексом « T » отмечены равновесные значения концентрации носителей на уровне ε_d и в зонах.

В этих условиях термохимия вносит линейный по концентрации ионных дефектов вклад в равновесную концентрацию электронов и тем самым в электронное поглощение. При $n_{oT} \ll N$

$$n_e = n_{eT} = \begin{cases} n_{oT}^{3/2} N^{-1/2} & \text{— акцепторная примесь,} \\ (n_{oT} N)^{1/2} & \text{— донорная примесь.} \end{cases} \quad (5.13)$$

При учете фотозаброса электронов с уровня ε_d в зону проводимости, при относительно низких интенсивностях света ($\alpha J \tau_p \ll N_{eT}$), не меняющих заметно концентрацию электронов на уровне ε_d по сравнению с тепловой, для коэффициента наведенного электронного поглощения среды α_e получим:

$$\alpha_e = \sigma_e n_e = \left[n_{eT} + \frac{\alpha J \tau_p \tau_{ev} N_{eT}}{(N - N_{eT}) \tau_{ev} + N \tau_p} \right] \sigma_e, \quad (5.14)$$

где σ_e — сечение внутризонного поглощения света на частоте ω , τ_p и τ_{ev} — времена жизни неравновесных носителей по отношению к переходам «зона-примесь» и «зона-зона», а n_{eT} и N_{eT} определяются формулами (5.12) или (5.13). Видно, что коэффициент наведенного поглощения сложным образом зависит от плотности потока. При малых N выражение (5.14) переходит в известную формулу для коэффициента поглощения света равновесными носителями в собственном полупроводнике. Аналогичным образом может быть найдено и дырочное поглощение.

Рассмотренная модель является предельно упрощенной. На самом деле концентрация ионных дефектов n_i и их вклад в поглощение зависят не только от энергии их образования, но и подвижности, а также от того, на каком расстоянии от поверхности твердого тела инициируется реакция. Если максимум температуры оказывается в пределах прогретого слоя, а летучий компонент, обладающий высокой подвижностью, эффективно удаляется, то наведенные изменения оптических свойств будут определяться не только появлением изолированных электронных уровней в запрещенной зоне. Вполне вероятно, что постепенно с ростом n_i из этих уровней сформируются подзоны состояний, а в дальнейшем может либо заметно сузиться запрещенная зона, либо произойти переход Мотта диэлектрик–металл. Это существенно затрудняет не только построение количественной теории, но даже и качественные оценки роста поглощения. В связи с этим следует заметить, что, поскольку конкретные значения n_i определяются, в частности, условиями перехода атомов с поверхности твердого тела в газовую фазу, результат лазерного воздействия на диссоциирующую среду должен зависеть от давления и состава окружающего газа.

Наиболее легкие условия для реализации термохимического механизма пробоя поверхности прозрачных сред сложного состава создаются при облучении в вакууме. С ростом внешнего давления, в особенности, если в состав газа входит продукт полной или частичной диссоциации облучаемого материала, влияние термохимических явлений на температурную зависимость наведенного поглощения должно ослабевать вследствие уменьшения концентрации ионных дефектов за счет потока частиц на поверхность из газовой фазы. Типичным примером здесь может служить зависимость порога пробоя поверхности диэлектриков на основе окислов от давления кислорода или воздуха.

Наличие границы раздела с газовой фазой влияет на скорость реакции и, следовательно, на оптические характеристики среды только тогда, когда скорость продвижения фронта реакции определяется диффузионными процессами. Если же коэффициент диффузии D и подвижность малы (так, например, в широком интервале температур весьма малы значения D для кислородных вакансий в SiO_2), то полного пространственного разделения продуктов реакции произойти не может. В этом случае вклад термохимии в температурную зависимость поглощения определяется локальной генерацией ионных дефектов и обусловленного ими изменением энергетических уровней и спектра поглощения электронов, а также их концентрации. Если же энергия разрыва связи велика, вследствие чего реакция активируется при высоких температурах, то для описания наведенного поглощения может оказаться применимым не твердотельное, а плазменное приближение.

Как известно, в полупроводниковой модели предполагается сохранение ряда свойств вещества, присущих его твердому состоянию, в частности, зонной структуры, вплоть до температуры T_* , достигающей в некоторых случаях 10^4 К и выше. Для анализа изменения поглощения в таких условиях была предложена плазменно–химическая модель, в которой нагреваемая светом среда рассматривается как плотная низкотемпературная диссоциирующая плазма.

Конкретные оценки изменения поглощения кварца и стекол в рамках плазменно–химической модели можно сделать лишь в предположении, что перегретое вещество представляет собой идеальную плазму с квазиравновесным химическим составом и плотностью, равной плотности твердого тела. Результаты расчета степени равновесной диссоциации кварца по мере роста температуры $\gamma_a(T)$ представлены на рис. 5.2. При описании оптических свойств среды в этих условиях, в отличие от полупроводниковой модели, принято, что за поглощение света ответственны чисто плазменные механизмы — фотопоглощение и тормозное поглощение в поле ионов и нейтральных атомов. Из проведенных расчетов следует, что для диссоциирующей плотной плазмы SiO_2 при малой и умеренной степени ее полного разложения ($T < 10^4$, см. рис. 5.2) основной вклад в коэффициент поглощения α вносит тормозное поглощение электронов в поле нейтральных атомов кремния. Температурная зависимость $\alpha(T)$ дается в итоге активационной формулой:

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_{dis} + \varepsilon_a}{2k_B T}\right); T_a = \frac{\varepsilon_{dis} + \varepsilon_a}{2k_B}, \quad (5.15)$$

где в качестве активационной температуры выступает выраженная в Кельвинах полусумма энергии диссоциации и потенциала ионизации кремния. Для плавленного кварца различных марок в среднем $T_a = 8 \cdot 10^4$ К, при $\lambda = 1.06$ мкм $\alpha_0 \sim 10^8$ см⁻¹. Из (5.15) следует, что уже при температуре 6000 К коэффициент поглощения кварца на длине волны 1.06 мкм составляет ~ 10 см⁻¹, а при 8000 К достигает 4000 см⁻¹ и быстро растет при дальнейшем увеличении температуры. Для сравнения отметим, что величина α , вычисленная по полупроводниковой модели равновесной электронной плазмы, образующейся при тепловом забросе носителей через запрещенную зону, а также путем аппроксимации экспериментальных низкотемпературных измерений α на высокотемпературную область, оказывается в среднем на порядок ниже. Таким образом, плазменно–химическая модель позволяет качественно объяснить возникновение сильного поглощения в широкозонном диэлектрике при умеренных температурах. Оценки температуры тепловой неустойчивости таких материалов вокруг поглощающих неоднородностей по известной формуле

$$T_* = \frac{T_a}{\ln \frac{\alpha_0 r_0}{A}}$$

с учетом (5.15), показывают, что для кварца при радиусе неоднородности $r_0 = 10^{-4}$ см и поглощательной способности $A = 0.1$ $T_* = 7000$ К.

В заключение отметим, что представления о термохимических механизмах роста поглощения с температурой, в принципе, применимы к широкому классу прозрачных сред и покрытий: окислам, включая стекла, сульфидам, арсенидам, селенидам, хотя для большинства материалов они еще требуют экспериментальной проверки. В силу инерционности термохимических явлений, эти

механизмы пробоя могут реализоваться при относительно длительных световых воздействиях ($t_u \geq 100$ нс) и при многократном облучении.

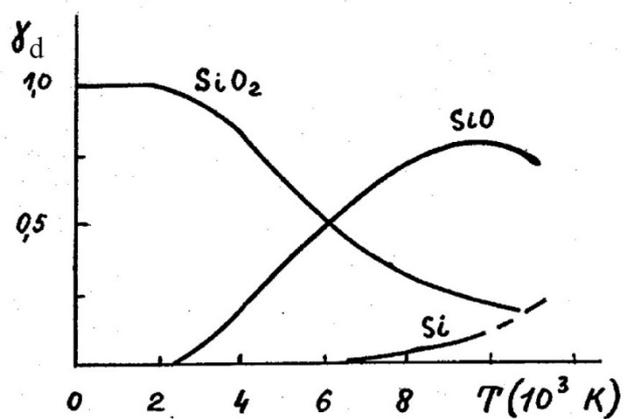


Рис. 5.2. Температурная зависимость степени равновесной диссоциации кварца.

6. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона

Теоретически поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) известны с начала прошлого века. Их некоторые свойства и структура поля были изучены еще А. Зоммерфельдом. Однако представления о ПЭВ долгое время были достоянием узкого круга специалистов и, за исключением радиофизики, практически нигде не использовались.

В оптику представления о ПЭВ проникли около 30-ти лет назад, когда их научились возбуждать лазерным излучением и детектировать различными методами. В настоящее время исследования и применения ПЭВ развиваются достаточно динамично. Это обусловлено уникальными свойствами таких волн: высокой пространственной локализацией и возможностью значительного усиления напряженности поля в ПЭВ.

Интерес к изучению ПЭВ оптического диапазона связан также с тем, что они могут эффективно возбуждаться светом на реальной поверхности и существенно влиять на разнообразные явления. Среди них рассеяние света адсорбированными на поверхности частицами, генерация второй гармоники при отражении лазерного излучения от металла, изменение поглощения, фотохимические реакции, а также физико-химические процессы, сопровождающие действие на поверхность интенсивного лазерного излучения, в первую очередь образование поверхностных периодических структур. Практический интерес к ПЭВ и другим поверхностным электромагнитным возбуждениям обусловлен новыми возможностями, открываемыми их использованием в оптической спектроскопии, нелинейной оптике, технологии, а в последнее время и в микроскопии сверхвысокого разрешения.

Ниже мы рассмотрим основные свойства и характеристики ПЭВ оптического диапазона, способы их возбуждения и особенности распространения.

6.1. Основные свойства ПЭВ, структура и распределение полей, условия существования, дисперсионное соотношение

Поверхностными электромагнитными волнами, или *поверхностными поляритонами* называются волны, распространяющиеся вдоль границы раздела двух разнородных сред и существующие одновременно в них обеих. Поля, переносимые этими волнами, локализованы вблизи поверхности и затухают по обе стороны от нее. В отличие от объемных, чисто поперечных электромагнитных волн ПЭВ являются частично продольными волнами ТМ-типа. Интересно, что с формальной точки зрения ПЭВ описываются обычными волновыми уравнениями со стандартными граничными условиями, но являются их особым решением.

В простом и вместе с тем важном модельном случае ПЭВ рассматривают на плоской границе двух однородных изотропных сред без потерь, одна из которых является диэлектриком ($\epsilon_1 = n_1^2$) а другая – так называемой поверхност-

но-активной средой, у которой $\varepsilon_2 < 0$, причем $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$. Если искать решение уравнений Максвелла для модельной системы:

$$\operatorname{rot} \vec{H}_{S1,2} = \frac{\varepsilon_{1,2}}{c_0} \frac{\partial \vec{E}_{S1,2}}{\partial t}; \operatorname{div} \vec{E}_{S1,2} = 0; \quad (6.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E}_{S1,2} = -\frac{1}{c_0} \frac{\partial \vec{H}_{S1,2}}{\partial t}; \operatorname{div} \vec{H}_{S1,2} = 0$$

со стандартными граничными условиями: непрерывностью тангенциальных компонентов электрического и магнитного полей и нормальных компонентов индукций при переходе через границу раздела между средами (плоскость $z = 0$, рис. 6.1):

$$\vec{E}_{S1tan} = \vec{E}_{S2tan}; \vec{H}_{S1tan} = \vec{H}_{S2tan}; \varepsilon_1 \vec{E}_{S1n} = \varepsilon_2 \vec{E}_{S2n}; \vec{H}_{S1n} = \vec{H}_{S2n}, \quad (6.2)$$

то связанное решение в виде бегущей вдоль поверхности волны, как показал еще А. Зоммерфельд в 1907 г., существует только для ТМ-моды. Если оси координат расположить так, как показано на рис. 6.1, то

$$\vec{H}_S = H_y \vec{e}_y; \vec{E}_S = E_{Sx} \vec{e}_x + E_{Sz} \vec{e}_z.$$

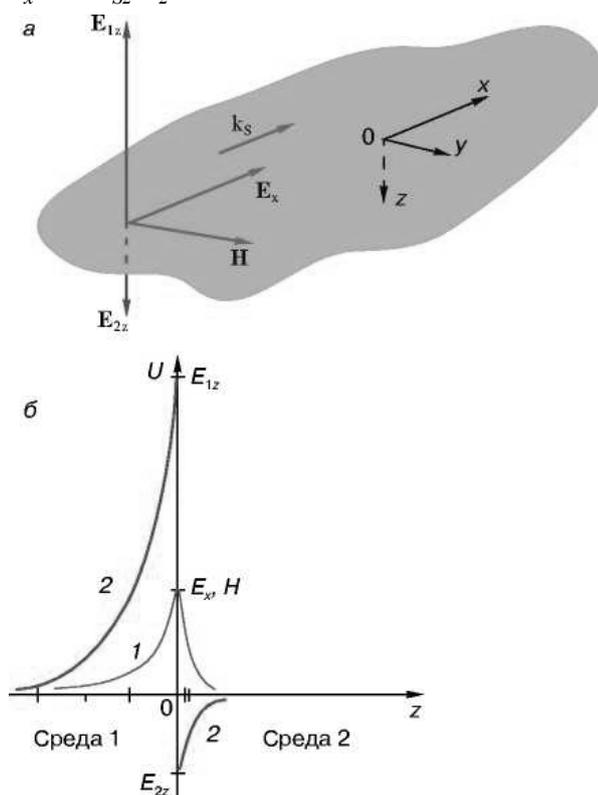


Рис. 6.1. Поверхностные электромагнитные волны: а - ориентация электрического и магнитного векторов в ПЭВ, бегущей вдоль поверхности в направлении оси x ; б - распределение полей в ПЭВ в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. 1 - для компонентов E_x и $H_y = H$, изменяющихся при $z = 0$ непрерывно; 2 - для компонента E_z , испытывающего при $z = 0$ скачок

Такая ТМ–ПЭВ является неоднородной, частично продольной волной, у которой распределение каждого из компонентов U электрического и магнитного полей на частоте ω в плоской ПЭВ, бегущей вдоль оси x , имеет вид

$$U = U_a \exp(\pm \kappa_{1,2} z) \cos(\omega t - k_s x) \quad (6.3)$$

где U_a – амплитуда, $\kappa_1 > 0$ и $\kappa_2 > 0$ – коэффициенты затухания ПЭВ в средах 1 и 2; t – время. Знак (+) относится к среде 1 ($z \leq 0$), а знак (–) – к поверхностно-активной среде 2 ($z \geq 0$, рис. 6.1б).

Электрический вектор \vec{E} имеет две составляющие (рис. 6.1а): \vec{E}_x – вдоль волнового вектора ПЭВ, \vec{k}_s и \vec{E}_z – перпендикулярно поверхности; магнитный вектор \vec{H} перпендикулярен направлению распространения волны и лежит в плоскости поверхности.

Связь между положительными коэффициентами, κ_1 , κ_2 и волновым числом k_s определяется из граничных условий и волнового уравнения, к которому сводится система уравнений Максвелла, и находится из равенств:

$$\varepsilon_2 \kappa_1 = -\varepsilon_1 \kappa_2; \quad k_s^2 = \kappa_1^2 + k_0^2 \varepsilon_1, \quad \varepsilon_1 = \kappa_2^2 + k_0^2 \varepsilon_2, \quad (6.4)$$

где $k_0 = \omega/c_0$.

Отсюда следует, что ограниченное (при $z \rightarrow \pm\infty$) решение в виде ТМ–ПЭВ существует только, когда ε_1 и ε_2 имеют разные знаки. Из (6.4) следует также, что

$$k_s = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (6.5)$$

Постоянная распространения ПЭВ k_s отличается от волнового числа света $k_0 = \omega/c_0$ (c_0 – скорость света в вакууме) и через диэлектрические проницаемости обеих сред зависит от частоты. Эта так называемая дисперсионная зависимость описывает свойства поверхностных поляритонов и определяет, в частности, их фазовую и групповую скорости.

Другой важный параметр ПЭВ – толщина слоев $l_{1,2} = 1/\kappa_{1,2}$, в которых переносится энергия волны по каждой из сред 1 и 2, также зависит от их диэлектрических проницаемостей и тем самым от частоты света

$$\kappa_1 = k_s \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}, \quad \kappa_2 = k_s \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \quad (6.6)$$

При заданной амплитуде магнитного вектора \vec{H} амплитуды остальных компонентов составляют

$$E_x = \frac{1}{\sqrt{-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}} H, \quad (6.7)$$

$$E_{1z} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}} H, \quad E_{2z} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}} H,$$

где $\varepsilon_1 = \varepsilon_1(\omega)$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_2(\omega)$ - диэлектрические проницаемости граничащих сред на частоте ω . При этом электрический компонент E_x сдвинут относительно магнитного вектора на 90° , а E_{1z} - на 180° .

Если считать, что потери энергии ПЭВ при ее распространении вдоль поверхности пренебрежимо малы, то параметры k_s , κ_1 и κ_2 должны быть вещественными положительными числами. Тогда из формул (6.5) и (6.6) следует, что ПЭВ могут существовать и распространяться только вдоль границ раздела сред с диэлектрическими проницаемостями разных знаков. Если, например, в среде 1 $\varepsilon_1 > 0$, то диэлектрическая проницаемость среды 2 (или при более строгом рассмотрении ее действительная часть $Re \varepsilon_2$) должна быть отрицательной, причем

$$\varepsilon_2 < 0, \quad |\varepsilon_2| > \varepsilon_1 \quad (6.8)$$

Такая среда называется поверхностно-активной средой (ПАС), а частотный диапазон, в котором $Re \varepsilon_2(\omega) < 0$, — областью аномальной дисперсии. Ниже мы приведем примеры таких сред.

Еще один важный вывод, вытекающий из соотношений (6.5) и (6.6), заключается в том, что затухание ПЭВ в граничащих средах недиссипативно. Оно необязательно связано с потерями энергии, так как существует и при отсутствии в них поглощения ($Im \varepsilon_{1,2} = 0$). В этом случае затухание объясняется эффективным "вытеснением" поля волны из объема сред к поверхности раздела. Из (6.8) следует также, что

$$k_s > k_0, \quad \kappa_1 < k_s < \kappa_2 \quad (6.9)$$

Последнее неравенство означает, что энергия ПЭВ в основном сосредоточена в поверхностно-неактивной среде 1 ($\varepsilon_1 > 0$) и преимущественно переносится вдоль направления распространения волны \vec{k}_s . В то же время благодаря продольному компоненту электрического вектора \vec{E}_x энергия в ПЭВ циркулирует и через поверхность попеременно из одной среды в другую. Наличие потерь (например, поглощения в среде 2 или рассеяния на шероховатой границе), а также адсорбированных слоев и тонких пленок на поверхности приводит к ограничению длины пробега волны l_v вдоль \vec{k}_s .

Обычно в оптике имеют дело с ПЭВ на границе поверхностно-активной среды с воздухом ($\varepsilon_1 = 1$) или другим прозрачным диэлектриком. Неравенства (6.8) при этом выполняются для металлов и легированных полупроводников с высокой концентрацией свободных носителей, у которых область аномальной дисперсии диэлектрической проницаемости охватывает весь ИК- и видимый (для металлов) диапазон частот. ПЭВ могут также возбуждаться на поверхности полупроводников и диэлектриков в среднем ИК-диапазоне, в интервале между частотами продольного и поперечного оптических фононов, где аномальная дисперсия связана с непосредственным взаимодействием света с решеткой. Соответствующие ПЭВ называются также поверхностными фонон-

поляритонами. Существуют ПЭВ и в области экситонного поглощения в полупроводниках.

6.2. Поверхностные плазмон-поляритоны на границе металла с диэлектриком

Повышенный интерес проявляется к ПЭВ, возбуждаемым на границе сред с высокой проводимостью (металлы и полупроводники) с воздухом. Эти ПЭВ называют также поверхностными плазмон-поляритонами, поскольку отрицательный знак $Re\epsilon$ здесь обусловлен доминирующим вкладом электронного газа (плазмы) в поляризуемость вещества. Как известно (см. раздел 2.2), оптические свойства электронного газа определяются соотношением частоты его собственных колебаний, или плазменной частоты (ω_p), частоты электронных столкновений (γ_d) и частоты света. В этом случае в оптическом диапазоне частот ($\omega \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ с}^{-1}$) для металлов ($\omega_p \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\gamma_d \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ с}^{-1}$) выполняется условие $\gamma_d < \omega < \omega_p$, при котором $Re\epsilon_2 \approx \epsilon \approx 1 - \omega_p^2/\omega^2$ и

$$k_s \approx k_0 \left(1 + \frac{\omega^2}{2\omega_p^2} \right), \quad (6.10)$$

$$\kappa_1 = k_0 \frac{\omega}{\omega_p}, \quad \kappa_2 = k_0 \frac{\omega_p}{\omega}.$$

Поскольку $|\epsilon| \gg 1$, относительные отклонения величины k_s от k_0 на длине волны $\lambda \sim 1 \text{ мкм}$ (вблизи длины волны излучения неодимовых лазеров) не превышают 10^{-2} , а на $\lambda \sim 10,6 \text{ мкм}$ (лазер на углекислом газе) – 10^{-4} . Такие ПЭВ затухают в металле на глубине

$$l_2 = 1/\kappa_2 \sim c_0/\omega_p \sim 10^{-6} \text{ см},$$

совпадающей с глубиной скин-слоя δ_s (то есть с глубиной проникновения в металл объемной волны), а в воздухе сосредоточены в слое

$$l_1 = 1/\kappa_1 \approx \delta_s (\omega_p/\omega)^2 \sim (10^2 - 10^4) \delta_s \sim 1 - 100 \text{ мкм}$$

в зависимости от частоты. Фактически здесь металл играет роль открытого волновода для ПЭВ, которая пробегает по его поверхности путь, ограниченный лишь различного рода потерями. Если основной вклад в потери вносит поглощение света в металле, то длина пробега

$$l_v = \frac{c_0 l_1}{\gamma_d l_2} \quad (6.11)$$

и в средней ИК-области ($\lambda \sim 10 \text{ мкм}$) достигает 1 – 5 см. Из выражения (6.7) следует, что из компонентов электрического вектора ПЭВ наибольшим является E_{1z} , причем в данном случае

$$E_{1z} \approx -H, \quad \left| \frac{E_x}{E_{1z}} \right| = \left| \frac{E_{2z}}{E_x} \right| = \frac{\omega}{\omega_p} \ll 1.$$

На рис. 6.2 приведена типичная дисперсионная кривая $\omega(k_s)$ для поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл – воздух, следующая из (6.5). Видно, что отклонение этой кривой от световой линии 2 на рис. 6.2 растет с частотой, причем и фазовая, и групповая скорости волны соответственно

$$v_\varphi = \frac{\omega(k_s)}{k_s}, \quad v_{gr} = \frac{d\omega}{dk_s}$$

уменьшаются. Это свидетельствует об усилении роли продольного компонента поля волны на высоких частотах, когда ПЭВ становится все менее фотоноподобной. Предельная частота поверхностного поляритона здесь равна частоте

$$\omega_{ps} = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \sim (5-10) \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$$

чисто "продольного" возбуждения в электронном газе – частоте локализованного поверхностного плазмона.

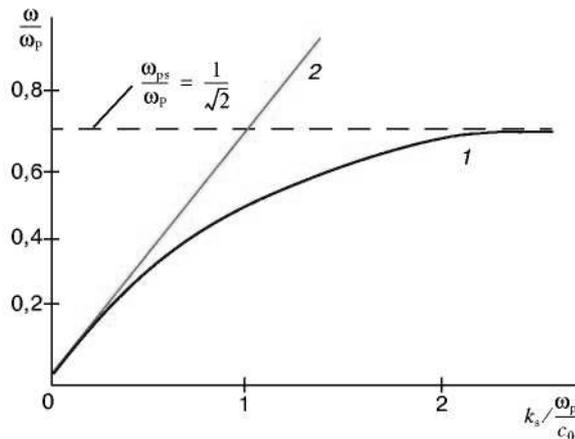


Рис. 6.2. 1 - Дисперсионная кривая поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела металл-вакуум. ω_p - плазменная частота электронов, 2 - световая линия $\omega = c_0 k_s$.

6.3. Методы возбуждения ПЭВ

Хотя ПЭВ является собственной модой плоской границы раздела, для ее возбуждения светом нужны специальные условия, поскольку волновой вектор ПЭВ \vec{k}_s больше волнового вектора света \vec{k}_0 на той же частоте (см. рис. 6.2 и формулу (6.9)). К настоящему времени разработаны два эффективных метода возбуждения ПЭВ светом (рис. 6.3): призмный и решеточный.

6.3.1. Призмный метод возбуждения ПЭВ

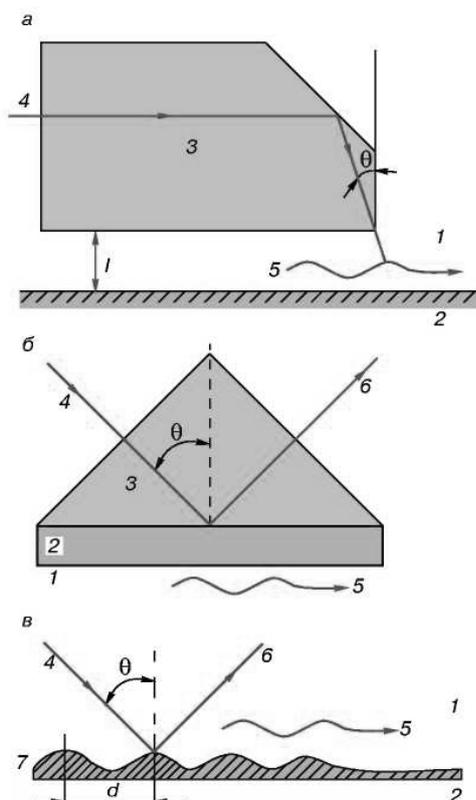


Рис. 6.3. Возбуждение ПЭВ светом: а - призмный метод, геометрия Отто; б - призмный метод, геометрия Кречманна; в - решеточный метод. 1 - диэлектрик (воздух); 2 - поверхностно-активная среда; 3 - призма; 4 - падающее излучение; 5 - ПЭВ; 6 - зеркально отраженное излучение; 7 - решетка; l - зазор размером $\sim \lambda$; d - период решетки.

Преобразование света в ПЭВ призмным методом основано на явлении нарушенного полного внутреннего отражения при падении р-поляризованного излучения (поляризованного в плоскости падения) на ПАС со стороны оптически более плотной среды. Угол падения θ выбирается из известного в оптике условия

$$\theta > \arcsin(\varepsilon_1/\varepsilon_3)^{1/2}, \quad \varepsilon_1 < \varepsilon_3,$$

где ε_3 – диэлектрическая проницаемость материала призмы. Метод существует в двух модификациях: геометрия Отто (рис. 6.3 а) и геометрия Кречманна (рис. 6.3 б). Этим методом ПЭВ возбуждается на гладкой поверхности, поскольку при трансформации объемного излучения в ПЭВ удается согласовать их волновые векторы. В большинстве случаев источниками света в соответствующих устройствах генерации ПЭВ являются лазеры. Эффективность преобразования падающего объемного излучения в ПЭВ в схеме Отто, чаще применимой для ИК-области спектра (CO_2 -лазеры), достигает десятых долей, а в геометрии Кречманна для видимого света практически доходит до 1. Однако в последнем случае вывод ПЭВ за пределы призмы затруднен, и ПАС обычно наносится на

ее грань в виде тонкой пленки. Обратное преобразование ПЭВ в объемное излучение также возможно с помощью призм.

Двупризмный метод возбуждения и детектирования ПЭВ в геометрии Отто успешно используется в ИК-спектроскопии твердого тела. Длина пробега ПЭВ вдоль поверхности может достигать нескольких сантиметров, она весьма чувствительна к процессам в поглощающем слое, состоянию поверхности и его изменениям, наличию адсорбированных слоев, пленок, шероховатости и др. Это обеспечивает возможность исследовать поверхности и границы раздела с помощью ПЭВ, а также осуществлять прецизионные оптические измерения, например, измерять малое поглощение высоко отражающих металлических зеркал на уровне 0,01 с ошибкой не более до 10%.

6.3.2. Возбуждение ПЭВ на решетке

Свойством возбуждать ПЭВ обладают и дифракционные решетки, нанесенные на поверхностно-активную среду (рис. 6.3 в) и рассеивающие излучение под определенными углами. Когда при некоторых углах падения света θ дифрагированная волна оказывается направленной вдоль поверхности, она представляет собой ПЭВ. Волновой вектор \vec{g}_d решетки с периодом d направленный перпендикулярно ее штрихам и по модулю равный $2\pi/d$ (резонансная, гармоническая решетка) связан с волновым вектором ПЭВ \vec{k}_s и векторной проекцией \vec{k}_t волнового вектора излучения \vec{k} на поверхность (рис. 6.4 а) равенством

$$\vec{k}_t + m\vec{g}_d = \vec{k}_s, \quad m = 1, 2, \dots; \quad k_t = k \sin \theta \quad (6.12)$$

Оно выражает закон сохранения импульса (иначе – условие фазового синхронизма) при преобразовании света в поверхностные поляритоны без изменения частоты. В выражении (6.12) m – порядок дифракции, который будем считать равным единице. Взаимную ориентацию векторов \vec{k}_t , \vec{k}_s и \vec{g}_d удобно поясняет круговая векторная диаграмма (рис. 6.4б). С ее помощью легко найти модуль вектора \vec{g}_d и период d резонансной решетки, на которой при данном угле падения света возбуждается ПЭВ, распространяющаяся под углом θ_s к вектору \vec{k}_t :

$$g_d = k(\sin^2 \theta_s + \eta^2 - 2\eta \sin \theta_s \cos \beta)^{1/2}, \quad d = \frac{2\pi}{g}, \quad (6.13)$$

Здесь $n_s = k_s/k$ – показатель преломления границы для ПЭВ, причем, как следует из выражения (6.9) $n_s \approx 1$. В простейшем, но часто встречающемся случае, когда ПЭВ распространяется поперек штрихов решетки ($\beta = 0, \pi$), ее период

$$d = \lambda / (n_s \pm \sin \theta_s) \quad (6.14)$$

Из количественной теории преобразования света в ПЭВ на периодических решетках следует, что для излучений р- и s-поляризации продольный компонент поля ПЭВ на поверхности E_x и действующее внешнее поле E_t пропор-

циональны, а соответствующий коэффициент пропорциональности в первом приближении линейно зависит от высоты h_a резонансной гармонической решетки. Для случая нормального падения излучения эта связь наиболее проста:

$$E_x = \mu_s h_a E_1 \quad (6.15)$$

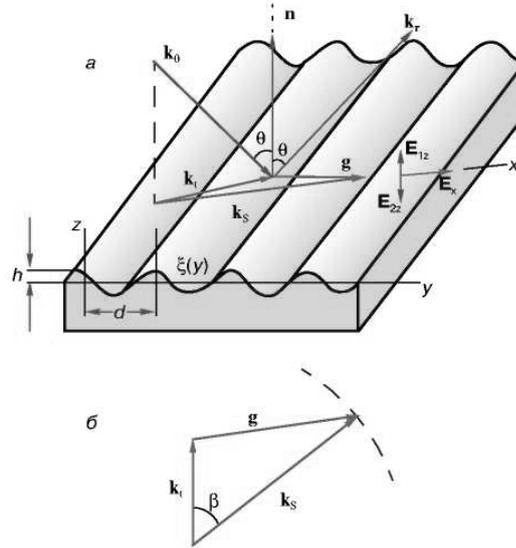


Рис. 6.4. Взаимная ориентация (а) и круговая диаграмма (б) векторов, определяющих преобразование света в ПЭВ на гармонической решетке $\xi(y) = h_a \cos(g_d y)$ с амплитудой h_a , пространственной частотой g_d и периодом $d = 2\pi/g_d$. \vec{k}_t - проекция волнового вектора \vec{k} на плоскость поверхности; \vec{k}_s - волновой вектор ПЭВ; \vec{k}_r - волновой вектор отраженного излучения; \vec{g}_d - волновой вектор решетки; \vec{n} - нормаль к усредненной поверхности; θ - угол падения света. Штриховкой очерчена часть окружности радиуса k_s на круговой диаграмме.

Параметр μ_s , называется коэффициентом преобразования и является комплексной величиной, зависящей от волнового числа поверхностного поляритона k_s . Модуль этого параметра $|\mu_s|$, рассматриваемый как функция k_s , фактически описывает форму линии возбуждения поверхностного поляритона когерентным излучением при нормальном падении на резонансную решетку ($g_d = k_s$). Ее типичный вид для поверхностного плазмон-поляритона на границе металл-воздух показан на рис. 6.5. Центр линии $k_s = k_{s0}$ практически совпадает с волновым числом "идеального" возбуждения, определяемым соотношением (6.5), а значение $|\mu_s|$ в максимуме линии M и ее ширина Δ определяются диссипативными потерями в скин-слое металла. При этом

$$M = \frac{2\omega}{\delta_s \gamma_d}, \quad \Delta = \frac{1}{\sqrt{2}} l_v \quad (6.16)$$

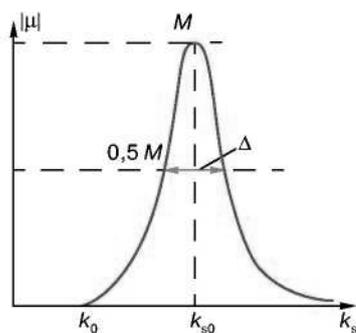


Рис. 6.5. Зависимость модуля коэффициента преобразования $|\mu|$ излучения в ПЭВ от волнового числа возбуждения k_s при условии нормального падения излучения на решетку с пространственной частотой $g_d = k_s$.

Для определенности отметим, что первая из формул (6.16) справедлива только для ближней ИК-области спектра. Если принять, например, что ПЭВ возбуждается на длине волны 1 мкм при нормальном падении света на резонансную решетку, то, как это следует из (6.16),

$$\Delta \approx 50\text{--}200 \text{ см}^{-1}, \quad M \sim 10^7 \text{ см}^{-1}$$

Отсюда следует, что поляритонная линия достаточно узкая, а продольное электрическое поле ПЭВ E_x сравнивается с полным полем на поверхности E_t при высоте резонансной решетки всего лишь $h_a \sim 10^{-3}\lambda \sim 10^{-7}\text{--}10^{-6} \text{ см}$ (!)

На решетках большей высоты поле ПЭВ может превысить возбуждающее световое поле в десятки раз, что не противоречит никаким законам сохранения.

Эти результаты, оказавшиеся неожиданными для оптики, свидетельствуют о реальной возможности значительного электродинамического усиления светового поля на поверхности с резонансной решеткой, хотя преобразование в ПЭВ — чисто линейный по полю процесс, не зависящий от интенсивности света. Такое усиление является следствием, с одной стороны, сфазированной подкачки энергии объемной волны в ПЭВ при ее распространении вдоль резонансной решетки (отсюда видна важная роль когерентности падающего излучения), а с другой — высокой локализации энергии в ПЭВ. Эффект усиления поля при возбуждении светом ПЭВ позволяет объяснить многие неясные ранее фотофизические явления на поверхности, протекающие в поле лазерного излучения. Наконец все перечисленное показывает высокую энергетическую эффективность дифракционного способа возбуждения ПЭВ светом с помощью резонансных решеток.

6.4. Цилиндрические ПЭВ

Наряду с плоскими ПЭВ важную роль в усилении поля и оптических процессах могут играть цилиндрические поверхностные электромагнитные волны (ЦПВ). Как и плоская ПЭВ, ЦПВ является частично продольной волной ТМ-типа (отсутствует нормальный к поверхности компонент \vec{H}) и экспоненциально затухает по обе стороны от границы раздела сред, одна из которых поверхностно-активна. Однако в отличие от плоской волны ЦПВ исходит из некоторого центра и за счет радиального разбегания убывает по мере удаления от него

вдоль поверхности. Радиальное распределение полей в ЦПВ описывается специальными функциями (функциями Ханкеля), а ее волновое число – дисперсионным соотношением (6.5). Угловая структура этой волны характеризуется наличием выделенного направления, задаваемого поляризацией падающего света. Перенос энергии в ЦПВ осуществляется преимущественно вдоль этого направления, а также попеременно из одной среды в другую, как и в ПЭВ. ЦПВ могут возбуждаться на различных радиально-симметричных неоднородностях, микровыступах и микровпадинах поверхности. В частности, при рассеянии на цилиндрическом выступе линейно поляризованный свет возбуждает ЦПВ, максимальное значение поля в которой достигается в диэлектрике (воздухе) на границе с выступом (высотой h_a и радиусом r_0) и составляет

$$E_{1z} = 8\pi^2 \frac{h_a r_0}{\lambda^2} E_t \quad (6.17)$$

Из формулы (6.17) следует, что на выступе с размерами порядка десятой доли длины волны действующее поле в результате генерации ЦПВ удваивается!

К настоящему времени установлено, что ЦПВ эффективно участвуют в образовании периодических структур на поверхности материалов при лазерном воздействии (особенно на начальных стадиях). Они могут оказывать влияние на снижение порога оптического пробоя металлических поверхностей. Наконец, представления о ЦПВ существенны для ПЭВ-микроскопии.

7. Оптическая «левитация»

До недавнего времени казалось, что малость светового давления, говоря словами Пойнтинга, "...исключает его из рассмотрения в земных делах". С появлением лазеров ситуация коренным образом изменилась. Новые возможности в экспериментах со световым давлением, открывшиеся после создания лазеров, связаны, пожалуй, не столько с резким увеличением интенсивности излучения, сколько с возможностями "острой" фокусировки лазерного света. Высокая степень упорядоченности лазерного света (пространственная когерентность) позволяет сфокусировать лазерный пучок в пятно, размер которого имеет порядок длины световой волны.

Увеличение интенсивности света неизбежно связано с возрастанием роли тепловых эффектов. Известно, что уже при плотности энергии порядка 1 Дж/см^2 в коротком лазерном импульсе возможно плавление и испарение поверхностного слоя металлической мишени. Связанный с этим выброс вещества навстречу лазерному лучу приводит к возникновению сильного реактивного давления, величина которого намного превышает "истинное" световое давление. Вместе с тем, оказывается возможным получить сильные эффекты, обусловленные "истинным" световым давлением, фокусируя непрерывное лазерное излучение небольшой мощности на малые тела.

Чтобы убедиться в этом, проведем простую оценку. Излучение аргонового лазера ($\lambda \approx 0,5 \text{ мкм}$) непрерывного действия мощностью $P = 1 \text{ Вт}$ можно сфокусировать на площадку диаметром $d_0 \approx (1 - 10)\lambda$. Если в фокусе поместить зеркально отражающий шарик радиусом $r_0 \approx d_0$, то сила светового давления на него $F = 2P/c_0 = 10^{-3} \text{ дин}$. При плотности материала шарика $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ и $d_0 \approx \lambda$ его масса будет равна $m \approx 10^{-12} \text{ г}$ и, следовательно, под влиянием силы светового давления шарик приобретает огромное ускорение $a = F/m = 10^6 \text{ г}$. Последнее позволяет ставить разнообразные опыты по управлению движением микроскопических частиц с помощью светового давления. Очень красивые опыты по оптической «левитации» частиц в лазерном поле были поставлены А. Эшкиным.

В полях излучения лазеров непрерывного действия использование сильно поглощающих (например, металлических) частиц приводит к значительным тепловым эффектам. Поэтому Эшкин проводил опыты с маленькими прозрачными пластмассовыми частицами (шариками из латекса), находящимися в воде. Хотя отражение и преломление света пластмассой, погруженной в воду, относительно малы, возникающие силы достаточно велики, чтобы вызвать движение частиц, наблюдаемое в микроскоп. Тщательный анализ показал, что это движение действительно происходит за счет светового давления, а не остаточных тепловых эффектов.

7.1. Оптическая «левитация» малых прозрачных частиц

В эксперименте несколько капель воды, содержащих маленькие прозрачные пластмассовые частички с высокой степенью сферичности, были помещены в стеклянную ячейку, просвечиваемую снизу сфокусированным лучом аргонового лазера. Высокая оптическая прозрачность и высокая теплопроводность воды позволила поддерживать частички холодными. Используя специальные очки, поглощающие только лазерный свет, можно наблюдать частички под микроскопом в обычном свете. Лазерный пучок был видим за счет вызываемой им желтой флуоресценции. Так как пластмассовые сферы имеют такую же плотность, как и вода, они остаются неподвижными, как фиксированные мишени. Когда лазерный луч диаметром 15 мкм с гауссовым распределением интенсивности и мощностью около 10 мВт, направленный вертикально вверх, попал на частичку с поперечным сечением в несколько микрон, она начала подниматься с постоянной скоростью 10 мкм/с, пока не достигала верхней части ячейки. (Частичка, движущаяся в вязкой среде под действием постоянной силы, должна двигаться по закону Стокса с постоянной скоростью). Была также экспериментально продемонстрирована оптическая левитация частиц в воздухе. В воздухе примерно на расстоянии 1 см над стеклянной пластинкой при воздействии сфокусированного лазерного пучка мощностью 250 мВт была подвешена прозрачная стеклянная сфера диаметром 20 мкм.

На рис. 7.1 показана схема эксперимента, в котором лазерный луч, распространяющийся в горизонтальном направлении, вызывает движение частиц в направлении светового пучка. Интересной особенностью опытов с преломляющими свет частицами, находящимися в поле ограниченного светового пучка, является возникновение радиальных сил светового давления, приводящих к движению частиц поперек пучка. Происхождение этих сил можно понять исходя из закона сохранения импульса.

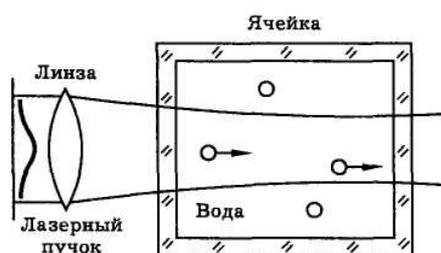


Рис. 7.1. Наблюдение движения микрочастиц вдоль лазерного луча под действием сил светового давления.

Преломляясь внутри частицы, показатель преломления которой превышает показатель преломления окружающей среды, световые лучи изменяют свое направление так, как это показано на рис. 7.2. Изменение направления потока импульса в световой волне по закону сохранения импульса приводит к возникновению сил F_a и F_b , действующих на частицу. Так как интенсивность света на оси пучка выше, чем на периферии, то $F_a > F_b$ и, следовательно, равнодействующая сил в рассматриваемом случае направлена к оси пучка. Если же пока-

затель преломления вещества частицы меньше, чем у окружающей среды, частица будет выталкиваться к периферии.

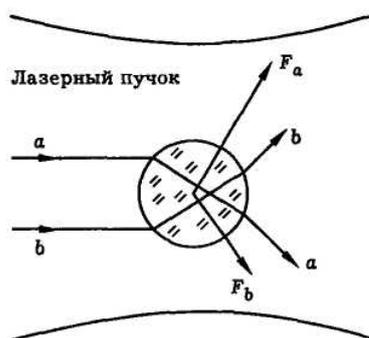


Рис. 7.2. Схема возникновения радиальных сил светового давления, действующих на частицу в направлении поперек светового пучка

Это обстоятельство позволяет с помощью двух пересекающихся пучков реализовать так называемую "световую ловушку". В такой ловушке любое смещение частицы от точки пересечения пучков, в которой интенсивность света максимальна, приводит к появлению силы, возвращающей частицу в положение равновесия. Радиальные силы позволяют "подвесить" микроскопическую частицу, что применяется при изучении явлений рассеяния, воздействии лазерного излучения на вещество и т. п.

7.2. Элементы теории оптической «левитации»

Рассмотрим световое давление лазерного пучка на идеально прозрачную диэлектрическую частицу сферической формы. Вычислим силы светового давления, действующие на частицу в направлениях вдоль и поперек лазерного пучка. В основу расчета положим представление о потоке импульса, переносимом световой волной, а также френелевские формулы для коэффициентов отражения и преломления света на границе раздела двух сред. Решение задачи проведем в три этапа.

1. Пользуясь законами геометрической оптики, определим направления лучей света, отраженных и преломленных на границах диэлектрической частицы. Используя закон сохранения импульса для системы "свет-тело", найдем направления сил светового давления, вызванных отражением и преломлением света.

2. Пользуясь формулами Френеля, вычислим интенсивность отраженных и преломленных волн, т. е. рассчитаем энергетику отражения и преломления света.

3. Пользуясь известным соотношением между интенсивностью I и объемной плотностью импульса G в световой волне $G = I/c_0^2$, а также вычисленными ранее интенсивностями волн, найдем потоки импульса в падающей, отраженной и преломленной световых волнах. Наконец, используя закон сохранения импульса для системы "свет-тело" $d\vec{p}_{\text{свет}} - d\vec{p}_{\text{тело}} = 0$ и второй закон Нью-

тона $\vec{F} = d\vec{p}_{\text{мело}}/dt$, вычислим силу светового давления \vec{F} лазерного пучка на диэлектрическую частицу.

7.2.1. Геометрия отражения и преломления.

При падении светового луча на границу раздела двух сред возникают отраженный и преломленный лучи света. Согласно законам геометрической оптики, все три луча (падающий, отраженный, преломленный) лежат в одной плоскости, содержащей также нормаль к границе раздела, восстановленную в точке падения луча. Эта плоскость называется плоскостью падения.

Угол падения θ , угол отражения θ_0 и угол преломления θ_2 связаны между собой соотношениями $\theta = \theta_0$ и

$$n_1 \sin \theta = n_2 \sin \theta_2, \quad (7.1)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления сред, лежащих по разные стороны границы раздела.

Расчет сил светового давления начнем с построения хода лучей. Предположим, что облучаемая светом частица представляет собой однородный диэлектрический шар радиуса a , погруженный в однородную диэлектрическую среду с показателем преломления n_1 . Показатель преломления материала частицы обозначим через n_2 . Будем считать, для определенности, что $n_2 > n_1$. Именно такая ситуация имела место в опытах по оптической левитации, где изучалось давление сфокусированного лазерного пучка на прозрачные частицы из латекса ($n_2 = 1,58$), погруженные в воду ($n_1 = 1,33$).

Пусть в некоторую точку A на поверхности шара падает световой луч. Для описания отражения и преломления введем систему координат, начало которой поместим в центре шара, ось z направим параллельно оси светового пучка, сферические угловые координаты точки A обозначим θ и ψ (рис. 7.3, 7.4.). Картина хода лучей в плоскости падения показана на рис. 7.3. На этом рисунке $\vec{l}_0, \vec{l}_1, \vec{l}_2, \vec{l}_3, \vec{l}_4$ — единичные векторы направлений лучей.

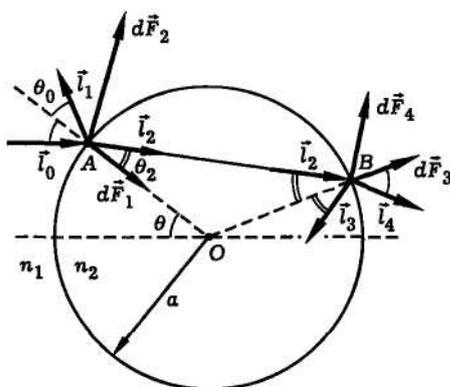


Рис. 7.3. Картина отражения и преломления световых лучей на границах шара и сил светового давления.

Так как направление потока импульса \vec{G}_i в каждом луче совпадает с направлением луча \vec{l}_i , т. е. $\vec{G}_i = \vec{l}_i G_i$, направления лучей однозначно определяют направления изменения импульсов $\Delta \vec{G}_i$ при отражении и преломлении света и, следовательно, направления сил светового давления, действующих на частицу. На рис. 7.3 показаны четыре таких элементарных силы: $d\vec{F}_1$, $d\vec{F}_2$, $d\vec{F}_3$, $d\vec{F}_4$. Первая из этих сил вызвана отражением луча света в точке A на передней (т. е. обращенной к свету) границе шара. Вторая — преломлением на той же границе. Третья сила обусловлена отражением луча света в точке B на задней границе шара, и четвертая — преломлением луча на задней границе. Направления сил определяются формулами

$$\begin{aligned} d\vec{F}_1 &= (\vec{l}_0 - \vec{l}_1) c_1, & d\vec{F}_2 &= (\vec{l}_0 - \vec{l}_2) c_2 \\ d\vec{F}_3 &= (\vec{l}_0 - \vec{l}_3) c_3, & d\vec{F}_4 &= (\vec{l}_0 - \vec{l}_4) c_4 \end{aligned}$$

где c_i — скалярные величины. Для расчетов сил светового давления, направленных вдоль и поперек лазерного пучка, нам понадобятся формулы для проекций векторов \vec{l}_i на ось параллельную оси светового пучка (ось z) и ось перпендикулярную оси пучка (скажем, ось x). Эти формулы могут быть получены на основании законов отражения и преломления света из рассмотрения рис. 7.3 и 7.4. Они имеют вид

$$\begin{aligned} l_{0z} &= 1, & l_{0x} &= 0, \\ l_{1z} &= -\cos 2\theta, & l_{1x} &= \sin 2\theta \sin \psi, \\ l_{2z} &= \cos(\theta - \theta_2), & l_{2x} &= -\sin(\theta - \theta_2) \sin \psi, \\ l_{3z} &= -\cos(3\theta_2 - \theta), & l_{3x} &= -\sin(3\theta_2 - \theta) \sin \psi, \\ l_{4z} &= \cos 2(\theta - \theta_2), & l_{4x} &= -\sin 2(\theta - \theta_2) \sin \psi, \end{aligned} \quad (7.2)$$

В этих формулах θ и ψ — сферические координаты точки A на поверхности шара, θ — угол падения луча в точку A , θ_2 — угол преломления луча в точке A .

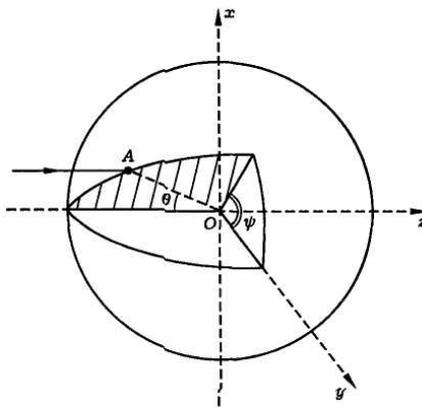


Рис. 7.4. Сферические координаты θ и ψ точки A . Заштрихована плоскость падения луча в точку A ($\psi = \text{const}$)

7.2.2. Энергетика отражения и преломления

Рассмотрим луч света, падающий в точку A (рис. 7.3). Обозначим интенсивности падающего, отраженного и преломленного лучей соответственно через I_0, I_1, I_2 . По закону сохранения энергии

$$I_0 = I_1 + I_2 \quad (7.3)$$

Введем коэффициенты отражения R и пропускания T света по интенсивности в точке A :

$$R_A = \frac{I_1}{I_0}, T_A = \frac{I_2}{I_0}. \quad (7.4)$$

В силу (7.3) сумма коэффициентов отражения и пропускания равна единице

$$R_A + T_A = 1$$

Аналогично для точки B , расположенной на задней границе шара, можно написать

$$I_2 = I_3 + I_4, R_B = \frac{I_3}{I_2}, T_B = \frac{I_4}{I_2}, R_B + T_B = 1$$

Таким образом, для полного описания энергетике отражения и преломления света на границах шара достаточно вычислить два параметра: коэффициенты отражения R_A и R_B . Эту задачу можно решить с помощью формул Френеля.

7.2.3. Формулы Френеля.

Как известно из теории Френеля, коэффициенты отражения и преломления света на границе раздела двух сред зависят от состояния поляризации падающей световой волны. Поэтому предположим, что лазерный пучок, падающий на частицу, линейно поляризован (как это обычно имеет место в экспериментах). Не ограничивая общности рассмотрения, будем считать далее, что вектор напряженности электрического поля в падающей волне \vec{E} , лежащий в плоскости фронта волны x, y , направлен вдоль оси y , как показано на рис. 7.5.

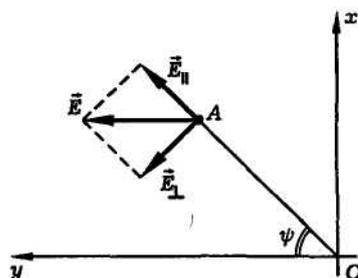


Рис. 7.5. Разложение вектора напряженности электрического поля падающей волны \vec{E} на компоненты параллельную (\vec{E}_{\parallel}) и перпендикулярную (\vec{E}_{\perp}) плоскости падения луча в точку A . Плоскость рисунка совпадает с плоскостью фронта падающей волны x, y . Плоскость падения луча в точку A изображена прямой линией OA ($\psi = \text{const}$)

Разложим вектор \vec{E} поля падающей волны на компоненты параллельную (\vec{E}_{\parallel}) и перпендикулярную (\vec{E}_{\perp}) плоскости падения луча в точку A . Тогда

$$\vec{E} = \vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp}, \quad (7.5)$$

где модули соответствующих векторов связаны соотношениями (см. рис. 7.5)

$$\vec{E}_{\parallel} = E \cos \psi, \quad \vec{E}_{\perp} = E \sin \psi. \quad (7.6)$$

Коэффициенты отражения света по интенсивности для компонент поля падающей волны параллельной и перпендикулярной плоскости падения определяются формулами Френеля:

$$R_{\parallel}(\theta) = \frac{tg^2(\theta - \theta_2)}{tg^2(\theta + \theta_2)}, \quad R_{\perp}(\theta) = \frac{\sin^2(\theta - \theta_2)}{\sin^2(\theta + \theta_2)}, \quad (7.7)$$

где θ — угол падения луча в точку A , θ_2 — угол преломления. Согласно закону Снеллиуса (7.1), величина угла θ_2 определяется формулой

$$\theta_2 = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta\right), \quad (7.8)$$

в которой n_1 и n_2 — показатели преломления среды, окружающей частицу, и материала самой частицы.

Из выражений (7.5)–(7.8) следует, что полный коэффициент отражения света по интенсивности в точке A дается формулой

$$R_A = R_A(\theta, \psi) = R_{\parallel}(\theta) \cos^2 \psi + R_{\perp}(\theta) \sin^2 \psi. \quad (7.9)$$

Отражение луча на задней границе шара (в точке B) описывается теми же формулами (7.7), (7.9), в которых углы θ и θ_2 следует теперь поменять местами (рис. 7.3). При этом получим

$$R_B = R_B(\theta, \psi) = R_A(\theta, \psi)$$

и, соответственно,

$$T_B = T_B(\theta, \psi) = T_A(\theta, \psi) = 1 - R_A(\theta, \psi). \quad (7.10)$$

Таким образом, вся энергетика отражения и преломления света на границах шара описывается одной единственной независимой величиной

$$R_A = R_B \equiv R,$$

которая определяется формулой

$$R = R(\theta, \psi) = R_{\parallel}(\theta) \cos^2 \psi + R_{\perp}(\theta) \sin^2 \psi. \quad (7.11)$$

Здесь θ и ψ — сферические координаты точки A падения луча на поверхность шара, а функции $R_{\parallel}(\theta)$ и $R_{\perp}(\theta)$ определяются формулами (7.7), (7.8). Вид этих функций, а значит и вид коэффициента отражения R , зависят только от относительного показателя преломления

$$n = \frac{n_2}{n_1}.$$

Что же касается коэффициентов пропускания света, то согласно формуле (7.10), они (как и коэффициенты отражения) одинаковы на обеих границах шара, т. е.

$$T_A = T_B \equiv T$$

причем коэффициент пропускания T однозначно определяется значением коэффициента отражения R :

$$T = 1 - R. \quad (7.12)$$

В дальнейшем для расчета сил светового давления нам понадобятся средние величины вида

$$\langle R \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} R(\theta, \psi) d\psi, \quad \langle R^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} R^2(\theta, \psi) d\psi. \quad (7.13)$$

Подставляя (7.11) в (7.13) и выполняя интегрирование, получаем

$$\langle R \rangle = \frac{1}{2} (R_{\parallel} + R_{\perp}), \quad \langle R^2 \rangle = \frac{3}{8} (R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2) + \frac{1}{4} R_{\parallel} R_{\perp}, \quad (7.14)$$

где функции $R_{\parallel} = R_{\parallel}(\theta)$ и $R_{\perp} = R_{\perp}(\theta)$ определяются формулами (7.7). Формулы (7.12) и (7.14) позволяют вычислить и другие средние, а именно,

$$\langle T \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} T(\theta, \psi) d\psi, \quad \langle T^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} T^2(\theta, \psi) d\psi, \quad (7.15)$$

$$\langle TR \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} T(\theta, \psi) R(\theta, \psi) d\psi.$$

В силу линейности операции интегрирования по ψ и линейности связи (7.12) величин T и R получаем

$$\langle T \rangle = \langle 1 - R \rangle = 1 - \langle R \rangle$$

$$\langle TR \rangle = \langle R(1 - R) \rangle = \langle R \rangle - \langle R^2 \rangle \quad (7.16)$$

$$\langle T^2 \rangle = \langle (1 - R)^2 \rangle = 1 - 2\langle R \rangle + \langle R^2 \rangle.$$

Перейдем к расчету сил светового давления.

7.2.4. Силы светового давления

Начнем с вычисления элементарной силы $d\vec{F}_1$. Эта сила возникает из-за того, что при отражении луча света от поверхности шара в точке A часть потока импульса падающей волны с объемной плотностью

$$G_1 = \frac{I_1}{c_0^2} \quad (7.17)$$

изменяет свое первоначальное направление, задаваемое падающим лучом \vec{l}_0 на направление отраженного луча \vec{l}_1 . Таким образом, направление изменения импульса света при отражении луча в точке A описывается вектором

$$\Delta\vec{l}_1 = \vec{l}_1 - \vec{l}_0. \quad (7.18)$$

Согласно второму закону Ньютона, элементарную силу $d\vec{F}_1$, действующую на элемент поверхности шара $d\sigma$ в окрестности точки A , можно вычислить по формуле

$$d\vec{F}_1 = \frac{dp_{\text{мело}}^{(1)}}{dt}, \quad (7.19)$$

где $d\vec{p}_{\text{мело}}^{(1)}$ — приращение импульса шара ("тела"), приобретаемое им за время dt . Величину $d\vec{p}_{\text{мело}}^{(1)}$ найдем из условия сохранения импульса для системы "свет-тело", которое имеет вид

$$d\vec{p}_{\text{мело}}^{(1)} + d\vec{p}_{\text{свет}}^{(1)} = 0 \quad (7.20)$$

Величина $d\vec{p}_{\text{свет}}^{(1)}$ в формуле (7.20) имеет смысл изменения импульса света за время dt , возникающего при отражении луча в точке A . Эту величину запишем в виде

$$d\vec{p}_{\text{свет}}^{(1)} = \Delta \vec{l}_1 G_1 dV, \quad (7.21)$$

где G_1 — объемная плотность импульса в отраженном луче, связанная с его интенсивностью I_1 формулой (7.17) (см. рис. 7.6),

$$dV = c_0 dt d\sigma \cos \theta, \quad (7.22)$$

dV — элементарный объем поля падающей световой волны, проходящий за время dt через элемент поверхности шара $d\sigma$ в окрестности точки A . Величина $d\sigma$ определяется формулой

$$d\sigma = a^2 \sin \theta d\theta d\psi, \quad (7.23)$$

где a — радиус шара, θ и ψ — сферические координаты точки A . Множитель $\cos \theta$ в формуле (7.22) учитывает тот факт, что фронт падающей волны наклонен по отношению к поверхности шара в точке A под углом θ (рис. 7.6).

Комбинируя формулы (7.17)-(7.22) и формулу (7.4), согласно которой $I_1 = RI_0$, получаем следующее выражение для элементарной силы $d\vec{F}_1$:

$$d\vec{F}_1 = \frac{1}{c_0} (\vec{l}_0 - \vec{l}_1) RI_0 \cos \theta d\sigma$$

Отсюда полная сила

$$\vec{F}_1 = \frac{1}{c_0} \int_{\Sigma} (\vec{l}_0 - \vec{l}_1) RI_0 \cos \theta d\sigma, \quad (7.24)$$

где интегрирование следует проводить по поверхности шара Σ во всей области, освещенной падающим пучком ($\theta < \pi/2$). Принимая во внимание (7.23), формулу (7.24) можно переписать в виде

$$\vec{F}_1 = \frac{a^2}{c_0} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{2\pi} [\vec{l}_0 - \vec{l}_1(\theta, \psi)] R(\theta, \psi) I_0(\theta, \psi) d\psi. \quad (7.25)$$

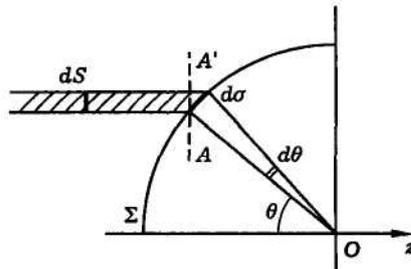


Рис. 7.6. К выводу формулы (7.22). Площадь проекции dS элемента поверхности шара $d\sigma$, расположенного в окрестности точки A , на плоскость фронта

падающей волны AA' , выражается формулой $dS = d\sigma \cos \theta$. Изображена плоскость падения луча в точку A

Формула (7.25) позволяет рассчитать силу светового давления \vec{F}_1 , обусловленную отражением света на передней (обращенной к свету) поверхности шара. В этой формуле a — радиус шара, c_0 — скорость света, \vec{l}_0 — единичный вектор направления падающей волны, $\vec{l}_1(\theta, \psi)$ — единичный вектор направления волны, отраженной в точке поверхности шара с координатами θ, ψ ; $R(\theta, \psi)$ — френелевский коэффициент отражения, определяемый формулами (7.11), (7.7); $I_0(\theta, \psi)$ — распределение интенсивности света в падающем световом пучке.

Аналогичным образом можно вычислить и остальные элементарные силы $d\vec{F}_2, d\vec{F}_3, d\vec{F}_4$ (рис. **Ошибка! Источник ссылки не найден.**) и полные силы $\vec{F}_2, \vec{F}_3, \vec{F}_4$. В результате получим

$$\vec{F}_i = \frac{1}{c_0} \int_{\Sigma} \vec{f}_i I_0 \cos \theta d\sigma$$

или

$$\vec{F}_i = \frac{1}{c_0} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{2\pi} \vec{f}_i I_0 d\psi,$$

где индекс "i" пробегает значения 1, 2, 3, 4 и

$$\begin{aligned} \vec{f}_1 &= (\vec{l}_0 - \vec{l}_1)R & \vec{f}_2 &= (\vec{l}_0 - \vec{l}_2)\Gamma \\ \vec{f}_3 &= (\vec{l}_2 - \vec{l}_3)\Gamma R & \vec{f}_4 &= (\vec{l}_2 - \vec{l}_4)\Gamma^2. \end{aligned} \quad (7.26)$$

Векторная сумма всех сил, т. е. полная сила давления света на шар, выражается формулой

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^4 \vec{F}_i = \frac{a^2}{c_0} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{2\pi} \vec{f} I_0 d\psi, \quad (7.27)$$

где

$$\vec{f} = \sum_{i=1}^4 \vec{f}_i.$$

7.2.5. Световое давление вдоль пучка

Сила светового давления, действующая на шар в направлении оси лазерного пучка, определяется формулой

$$F_z = \sum_{i=1}^4 F_{iz}, \quad (7.28)$$

где

$$F_{iz} = \frac{a^2}{c_0} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{2\pi} f_{iz} I_0 d\psi. \quad (7.29)$$

Значения f_{iz} вычислим, используя формулы (7.26) и (7.2). Они оказываются равными

$$\begin{aligned}
f_{1z} &= (1 + \cos 2\theta)R, \\
f_{2z} &= [1 - \cos(\theta - \theta_2)]T, \\
f_{3z} &= [\cos(\theta - \theta_2) + \cos(3\theta_2 - \theta)]TR, \\
f_{4z} &= [\cos(\theta - \theta_2) - \cos 2(\theta_2 - \theta)]T^2.
\end{aligned} \tag{7.30}$$

Подставляя (7.30) в (7.29), (7.28), можно вычислить силу светового давления F_z для произвольного распределения интенсивности в падающем пучке $I_0(\theta, \psi)$. В частности, для пространственно однородного падающего светового потока с интенсивностью

$$I_0(\theta, \psi) = I_0 = \text{const}$$

получаем

$$F_{iz} = \frac{a^2 I_0}{c_0} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{2\pi} f_{iz} d\psi. \tag{7.31}$$

Введем полную мощность света, падающего на частицу

$$P = \pi a^2 I_0 \tag{7.32}$$

и силу

$$F_0 = \frac{2P}{c_0}, \tag{7.33}$$

имеющую смысл силы светового давления на плоское зеркало радиуса a . Тогда формулу (7.31) можно переписать в виде

$$F_{iz} = F_0 q_i, \tag{7.34}$$

где

$$q_i = \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta \langle f_{iz} \rangle d\theta, \quad \langle f_{iz} \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f_{iz} d\psi. \tag{7.35}$$

Подставляя (7.30) в (7.35), получим

$$\begin{aligned}
q_1 &= \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta [1 + \cos 2\theta] \langle R \rangle d\theta, \\
q_2 &= \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta [1 - \cos(\theta - \theta_2)] \langle T \rangle d\theta, \\
q_3 &= \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta [\cos(\theta - \theta_2) + \cos(3\theta_2 - \theta)] \langle TR \rangle d\theta, \\
q_4 &= \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta [\cos(\theta - \theta_2) - \cos 2(\theta - \theta_2)] \langle T^2 \rangle d\theta,
\end{aligned} \tag{7.36}$$

где согласно (7.35), (7.30), (7.13)-(7.16), (7.7), (7.8),

$$\langle R \rangle = \frac{1}{2}(R_{\parallel} + R_{\perp}), \quad \langle T \rangle = 1 - \langle R \rangle,$$

$$\langle R^2 \rangle = \frac{3}{8}(R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2) + \frac{1}{4}R_{\parallel} R_{\perp}, \tag{7.37}$$

$$\langle TR \rangle = \langle R \rangle - \langle R^2 \rangle, \quad \langle T^2 \rangle = 1 + \langle R^2 \rangle - 2\langle R \rangle,$$

$$R_{\parallel} = R_{\parallel}(\theta) = \frac{\text{tg}^2(\theta - \theta_2)}{\text{tg}^2(\theta + \theta_2)}, \quad R_{\perp} = R_{\perp}(\theta) = \frac{\sin^2(\theta - \theta_2)}{\sin^2(\theta + \theta_2)}, \tag{7.38}$$

$$\theta_2 = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta\right). \quad (7.39)$$

Задаваясь определенными значениями показателей преломления среды, окружающей шар (n_1), и самого шара (n_2), по формулам (7.36)-(7.39) можно вычислить величины q_1 , q_2 , q_3 , q_4 , после чего по формулам (7.34) и (7.28) нетрудно найти полную силу светового давления в направлении оси пучка F_z .

7.2.6. Световое давление поперек пучка

Расчет поперечной компоненты силы светового давления проводится аналогично. Проектируя выражение (7.27) на ось x , получим

$$F_x = \sum_{i=1}^4 F_{ix}, \quad (7.40)$$

где

$$F_{ix} = \frac{a^2}{c_0} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{\pi/2} f_{ix} I_0 d\psi. \quad (7.41)$$

Значения f_{ix} вычислим, используя формулы (7.26) и (7.2). Они оказываются равными

$$\begin{aligned} f_{1x} &= -R \sin 2\theta \sin \psi, & f_{2x} &= T \sin(\theta - \theta_2) \sin \psi, \\ f_{3x} &= TR[-\sin(\theta - \theta_2) + \sin(3\theta_2 - \theta)] \sin \psi, \\ f_{4x} &= T^2[-\sin(\theta - \theta_2) + \sin 2(\theta - \theta_2)] \sin \psi. \end{aligned} \quad (7.42)$$

Подставляя (7.42) в (7.41), (7.40), можно вычислить силу светового давления F_x для произвольного распределения интенсивности в падающем пучке $I_0 = I_0(\theta, \psi)$. В частности, для пространственно однородного падающего светового потока с интенсивностью

$$I_0(\theta, \psi) = I_0 = \text{const} \quad (7.43)$$

получим

$$F_{ix} = \frac{a^2 I_0}{c_0} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{2\pi} f_{ix} d\psi. \quad (7.44)$$

Используя (7.32), (7.33), формулу (7.44) можно переписать в виде

$$F_{ix} = F_0 q_{ix},$$

где

$$q_{ix} = \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta \langle f_{ix} \rangle d\theta, \quad \langle f_{ix} \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f_{ix} d\psi. \quad (7.45)$$

Подставляя (7.42), (7.11), (7.12) в (7.45), получим

$$\langle f_{ix} \rangle = 0$$

и, следовательно, $q_{ix} = 0$, $F_{ix} = 0$, $F_x = 0$.

Итак, поперечная компонента силы светового давления оказалась равной нулю. Физически этот результат вполне понятен, так как мы предполагали, что сферическая частица облучается пространственно однородным световым потоком. Заметим, однако, что если условие однородности падающего светового

потока (7.43) не выполняется, то компонента силы светового давления, перпендикулярная оси светового пучка, будет, вообще говоря, отлична от нуля. Такая сила возникает, в частности, если частица облучается световым пучком с гауссовым профилем интенсивности, а центр частицы смещен относительно оси пучка. В этом случае возникает сила, втягивающая частицу в пучок, если $n_2 > n_1$ и, наоборот, выталкивающая частицу из пучка, если $n_2 < n_1$. Количественный расчет этих сил можно выполнить по общим формулам (7.40)-(7.42).

7.3. Численные оценки

Рассмотрим в качестве примера оптическую левитацию частиц из латекса, погруженных в воду. Полагая $n_1 = 1,33$, $n_2 = 1,58$, и выполнив численные расчеты по формулам (7.36)-(7.39), получим $q_1 = 0,0062$, $q_2 = 0,0078$, $q_3 = 0,0162$, $q_4 = 0,0208$ и значение полного "q-фактора"

$$q = \sum_{i=1}^4 q_i = 0,051. \quad (7.46)$$

Оценим теперь силу светового давления, действующую на частицу. Согласно формулам (7.28), (7.34), (7.46)

$$F_z = F_0 q,$$

где $F_0 = 2P/c_0$, P — мощность света, падающего на частицу, c_0 — скорость света. Полагая $P = 1$ Вт, для $q = 0,051$ получим $F_0 = 0,67 \cdot 10^{-3}$ дин, $F_z = 3,4 \cdot 10^{-5}$ дин. Сравним эту силу с весом частицы. Пусть частица представляет собой шар радиуса $a = \lambda = 0,5$ мкм из материала с плотностью $\rho = 1$ г/см³. При этом $mg = (4/3)\pi\lambda^3\rho g = 5 \cdot 10^{-10}$ дин. Таким образом, сила светового давления превышает вес частицы приблизительно в 10^5 раз. Эти оценки показывают, что даже для прозрачных частиц силы светового давления в сфокусированных лазерных пучках могут быть весьма велики.

Вопросы для самопроверки

1. Какой вид взаимодействия лазерного излучения определяет оптические свойства металла в ИК и видимой области спектра: а) со свободными электронами, б) со связанными электронами, в) с ионами решетки, г) с примесями?
2. В металлах отраженная электромагнитная волна формируется: а) на границе раздела воздух-металл; б) в тонком приповерхностном слое вещества (скин-слое).
3. Диэлектрическая проницаемость металлов в оптическом диапазоне спектра есть величина: а) положительная; б) отрицательная.
4. Если металл является идеальным проводником, то вся энергия электромагнитной волны: а) отражается от поверхности металла (100%); б) полностью поглощается.
5. Коэффициент отражения металлов достигает больших величин благодаря: а) большому поглощению электромагнитных волн в скин-слое; б) малому поглощению электромагнитных волн в скин-слое.
6. Закон Бугера применительно к металлам можно использовать: а) в дифференциальной форме записи; б) в интегральной форме записи.
7. Почему поглощательная способность металлов резко возрастает, когда частота падающего излучения превышает частоту плазменных колебаний электронов: а) металл приобретает диэлектрические свойства; б) уменьшается концентрация свободных электронов.
8. Какая величина является большей у металлов в оптическом диапазоне: а) поглощательная способность; б) коэффициент поглощения.
9. Свободный нерелятивистский электрон не может поглотить фотон, так как: а) энергия фотона много больше энергии электрона; б) масса электрона много больше «массы» фотона.
10. Поглощательная способность металлов практически не зависит от частоты падающего лазерного излучения в случае: а) низкочастотного нормального скин-эффекта; б) высокочастотного нормального скин-эффекта.
11. Частота каких столкновений электронов проводимости в металлах наибольшая: а) электрон - электронных; б) электрон – фононных; в) электронов с ионами примесей.
12. Чем в первую очередь определяется механизм поглощения света в полупроводниках: а) эффективной массой электронов; б) соотношением между шириной запрещенной зоны E_g и величиной кванта $\hbar\omega$ падающего излучения; в) концентрацией примесей?
13. Можно ли считать, что при лазерном воздействии внутренний фотоэффект в полупроводниках обусловлен процессами генерации неравновесных носителей?
14. Зависит ли коэффициент поглощения в полупроводниках от интенсивности падающего лазерного излучения?
15. Какой вид рекомбинации носителей превалирует при высоких лазерных потоках?

16. Эффект насыщения межзонного поглощения обусловлен: а) заполнением числа разрешенных энергетических уровней в зоне проводимости; б) истощением числа поглощающих носителей?
17. Самый высокий коэффициент поглощения в полупроводниках соответствует: а) внутризонному поглощению свободными носителями; б) плазменному поглощению; в) собственному или фундаментальному поглощению; г) экситонному поглощению.
18. Какой знак имеет действительная часть диэлектрической проницаемости в полупроводниках?
19. Почему при анализе взаимодействия сильных световых полей с веществом необходимо рассматривать нелинейный осциллятор?
20. Кокой метод можно применять для решения нелинейных уравнений колебаний осциллятора?
21. В чем принципиальное отличие нелинейных оптических сред от линейных?
22. С чем связан механизм разрушения в идеально чистых прозрачных твердых телах?
23. ПЭВ могут существовать и распространяться вдоль плоских границ раздела двух сред с диэлектрическими проницаемостями одного или разных знаков?
24. Переносимые поверхностной электромагнитной волной поля локализованы вблизи поверхности раздела и затухают: а) по обе стороны от нее; б) в оптически более плотной среде?
25. Энергия ПЭВ сосредоточена в поверхностно-активной среде или циркулирует из одной среды в другую?
26. Чем обусловлен эффект усиления поля при возбуждении светом ПЭВ?
27. Как распространяются цилиндрические ПЭВ?
28. От чего зависит период интерференционного поля, создаваемого падающим лазерным излучением и генерируемой ПЭВ?
29. В чем суть поляритонного механизма образования поверхностных периодических структур?
30. Почему давление света не проявляет своего действия при облучении плоской, тонкой частицы?
31. Когда действие светового давления на эллиптическую частицу будет больше при облучении вдоль большей оси или вдоль меньшей оси?

Рекомендуемая литература

1. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. М.: Наука, 2004, 654 с.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970, 855 с.
3. Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967, 492 с.
4. Соколов А.В. Оптические свойства металлов. М.: Физматгиз, 1961, 464 с.
5. Абрикосов А. А. Введение в теорию нормальных металлов, М.: Наука, 1972, гл.6.
6. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963, 494 с.
7. Вавилов В.С. Действие излучений на полупроводники. М.: Физматгиз, 1963, 264 с.
8. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1973, 456 с.
9. Мосс Т. Оптические свойства полупроводников. М.: ИЛ, 1961, 304 с.
10. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М.: Мир, 1976, 431 с.
11. Поверхностные поляритоны. Под ред. В.М.Аграновича, Д.Л.Миллса, М., Наука, 1985, 525с.
12. Либенсон М.Н. Лазерно-индуцированные оптические и термические процессы в конденсированных средах и их взаимное влияние.СПб.: Наука, 2007. 423 с.
13. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970, 272 с.
14. Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М.: Наука, 1989.
15. Ахманов С.А. Коротеев Н.И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М.: 1981, с.342.
16. Алешин И.В., Имас Я.А., Комолов В.Л. Оптическая прочность слабопоглощающих материалов. Л.: изд. ЛДНТП, 1974, 34 с.
17. Климонтов Ю.Л. Квантовые генераторы и нелинейная оптика. М., Просвещение. 1966.



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

КАФЕДРА ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ЭКОЛОГИЧЕСКОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

Лазерные технологии не случайно называют технологиями XXI века. Открытые при нашей жизни лазеры уже сегодня широко проникли в медицину, биологию, экологию, промышленность, строительство, транспорт, связь, шоу-бизнес и другие сферы жизни. Лазерные принтеры, лазерные CD-диски, лазерные торговые сканеры и лазерные шоу сегодня известны всем. Менее известны широкой публике, но не менее важны лазерные технологии при лечении болезней глаз, сосудов, опухолей, в микроэлектронике для нанесения и структурирования тонких пленок, для резки и сварки брони, закалки инструментальных сталей, декоративной обработки дерева, камня и кожи, и т.д., а в ближайшей перспективе — для избавления человечества от очков и морщин (да, да — сотни операций по лазерной полировке роговицы глаза и кожи уже проведены), разработка реакций лазерного управляемого термоядерного синтеза и лазерных реактивных двигателей, создание трехмерных объектов за счет прямой трансформации виртуального (компьютерного) образа в материальный объект при взаимодействии лазерного излучения с веществом и многое, многое другое.

История кафедры ЛТ и ЭП делится на 3 разных периода:

Период I — с момента появления лаборатории лазерной технологии в ЛИТМО в 1965 г. до момента организации кафедры охраны труда и окружающей среды (ОТ и ОС) с отраслевой лабораторией лазерных технологий (ОЛЛТ) в 1982 г.

Период II — период развития кафедры ОТ и ОС и ОЛЛТ — 1982–1988 гг.

Период III — с момента создания на базе кафедры ОТ и ОС и ОЛЛТ кафедры лазерных технологий — 1988 г., в дальнейшем преобразованной в кафедру лазерных технологий и экологического приборостроения и по настоящее время.

Охарактеризуем периоды 1, 2 и 3 фактами.

1976 г. — научные работы ОЛЛТ по физическим основам лазерной обработки тонких пленок удостоены Премии Президиума АН СССР за лучшую научную работу в области «Фундаментальных проблем микроэлектроники».

1983, 1984 гг. — работы кафедры удостоены Премии Минвуза СССР за лучшую научную работу.

1986 г. — работы кафедры совместно с рядом других организаций удостоены Государственной Премии СССР.

1988 г. — Кафедра ОТОС с лабораторией ЛТ по инициативе ректора ЛИТМО преобразована в выпускающую кафедру «Лазерных технологий» и начинается систематический выпуск специалистов по специальности 07.23 «лазерная техника и лазерные технологии».

1996 г. — Кафедра ЛТ переименована в кафедру ЛТ и ЭП и осуществляет выпуск специалистов как лазерным технологиям, так и по специальности «инженер–педагог» со специализацией «экология».

2000 г. — лаборатория и кафедра ЛТ признаны Ведущей научной школой Российской Федерации по «Фундаментальным основам лазерных микротехнологий».

2005 г. — этот статус подтвержден.

За период времени с 1988 по 2005 г. кафедра выпустила более 300 специалистов в области лазерных технологий;

За тот же период времени сотрудниками и аспирантами кафедры защищены 2 докторских и более 20 кандидатских диссертаций;

По результатам работ кафедры издано 9 монографий;

Результаты исследований сотрудников кафедры изложены более чем в 500 научных статьях и 50 патентах и авторских свидетельствах;

В настоящее время кафедра активно сотрудничает с университетами и институтами Германии (BIAS, FHS Emden), Китая (HUST), Франции (ENISE), Италии (Lecce University) и др.

В последние годы по приглашению различных зарубежных организаций прочтен ряд курсов лекций по лазерным технологиям.

Основные научные направления кафедры

- 1). Лазерная обработка пленочных элементов.
- 2). Лазерное локальное осаждение тонких пленок.
- 3). Лазерные технологии прецизионной размерной обработки.
- 4). Создание новых оптических материалов и элементов микро- и нано-оптики на базе лазерных технологий.

5). Создание теории субдлинноволновых источников излучения и разработки методов изготовления и контроля ближнепольных зондов.

6). Лазерное медицинское оборудование и инструмент.

7). Фундаментальные исследования в области взаимодействия лазерного излучения с веществом: лазерная абляция и конденсация металлических и композиционных пленок и эффекты самоорганизации.

8). Лазерный трехмерный синтез объемных моделей.

9). Физико–математическое моделирование в задачах дистанционного лазерного зондирования морской среды.

Заведует кафедрой лазерных технологий и экологического приборостроения Заслуженный деятель науки России, Лауреат Государственной Премии СССР, д.т.н. профессор В.П. Вейко. Среди преподавателей кафедры д.т.н. Почетный работник высшего профессионального образования Российской Федерации профессор Е.Б. Яковлев, д.т.н., профессор Е.А.Шахно, Почетный работник высшего профессионального образования Российской Федерации к.ф.–м.н. доцент Г.Д. Шандыбина, к.т.н. доцент В.В.Барановский, к.ф.-м.н. доцент Ю.И. Копилевич, к.ф.–м.н. доцент А.Н. Проценко.

Михаил Наумович Либенсон, *Евгений Борисович Яковлев,*
Галина Дмитриевна Шандыбина

Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика).

Курс лекций. Часть I, Поглощение лазерного излучения в твердых телах

под общей редакцией *Вадима Павловича Вейко*

Компьютерный набор и верстка

Е.Б.Яковлев

Дизайн обложки

Е.Б. Яковлев

Редакционно–издательский отдел СПб ГУ ИТМО

Зав. отделом

Н.Ф.Гусарова

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99.

Подписано в печать.

Отпечатано на ризографе

Заказ №.

Тираж 150 экз.