

ВВЕДЕНИЕ

Становление фотоники как области науки произошло в 1960 г. в связи с изобретением лазера. Изобретение лазерного диода в начале 1970-х гг. привело к стремительному развитию волоконно-оптических систем связи как средств передачи и обработки информации, использующих оптические методы. Эти изобретения и их прикладные реализации сформировали базис для революции телекоммуникаций в конце XX в. и стимулировали бурное развитие Интернета. По мнению некоторых специалистов, более современный и обобщенный термин «фотоника» пришел на смену термина «оптика». Можно уверенно констатировать, что фотоника — область науки, изучающая оптические системы, в которых носителями информации являются фотоны. Таким образом, фотоника объединяет различные области науки: лазерную физику, оптоэлектронику, электрооптику, волоконную и интегральную оптику, нелинейную оптику, оптическую связь, оптическую обработку сигналов и голограмнию.

В последние годы прорывными стали оптические технологии, применяемые в области передачи и обработки больших массивов данных. Эти технологии непосредственно связаны с развитием волноводной фотоники — области науки, рассматривающей разнообразные явления, связанные с распространением света, его преобразованием и генерированием в волноводных структурах (прямоугольных или волоконных). Такое стремительное развитие волноводной фотоники обусловлено невозможностью электронных систем «справляться» с лавинообразным ростом информационного трафика. Нельзя не отметить появление исследовательских и экспериментальных работ, приводящих оптические технологии в «глубь» интеллектуальных вычислительных систем, а это невозможно без использования новых знаний в области волноводной фотоники. Данное учебное пособие дает читателю представление об основных возможностях волноводной фотоники, что позволяет в дальнейшем применять полученные знания для освоения других специальных дисциплин этого направления.

В учебном пособии рассматриваются физические основы распространения света по прямоугольным и цилиндрическим оптическим волноводам и основные устройства фотоники, применяемые в оптических системах передачи. Акцент дается на лучевое представление процессов в волноводах, что намного упрощает анализ явлений, но при этом позволяет наглядно объяснить и одновременно с этим вывести формулы, необходимые для расчетов. При этом лучевое представление процессов сочетается с теорией электромагнитного излучения, поэтому пособие начинается с изучения основ электромагнитной теории света. Для решения характеристических уравнений распространения света по волноводам используются графические решения, что намного облегчает восприятие материала. Рассматриваются физические принципы функционирования таких устройств фотоники, как направленные ответвители, оптические коммутаторы, оптические фазовые модуляторы, оптические демультиплекс-

соры, волоконные брэгговские решетки. Для понимания физических явлений, на которых основаны принципы действия устройств, используется теория интерферометров, выводятся и решаются уравнения связанных мод, объясняются электрооптическое и акустооптическое явления, а также эффект электропоглощения. Приводятся физические основы взаимодействия света с материалом волноводов, особое внимание уделяется теории дисперсии, что позволяет классифицировать оптические волокна по величине дисперсии. Основываясь на теории дисперсии, рассмотрены физические основы распространения световых импульсов по оптическому цилиндрическому волноводу, исследуется явление дисперсионного уширения импульсов при прохождении по оптическому тракту. Дается оценка пропускной способности оптического тракта с помощью выведенных формул.

Материал пособия систематизирован таким образом, что сложные математические преобразования и выводы формул, а также справочные таблицы вынесены в конец пособия в виде приложений, что позволяет использовать учебное пособие читателям с разным уровнем подготовки. Пособие в первую очередь предназначено для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлениям «Фотоника и оптоинформатика», «Инфокоммуникационные технологии и системы связи», а также может быть полезно всем интересующимся физическими принципами работы современных устройств фотоники.

1. ВВЕДЕНИЕ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНУЮ ТЕОРИЮ СВЕТА

1.1. УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА

Одной из важнейших идей, выдвинутых Максвеллом, является предположение о взаимозависимости электрического и магнитного полей — переменное электрическое поле всегда связано с порождаемым им магнитным полем; переменное магнитное поле связано с порождаемым им электрическим полем.

Приведем уравнения Максвелла в дифференциальном виде [1]. В уравнениях приняты следующие обозначения:

\vec{E} — напряженность электрического поля [В/м];

\vec{H} — напряженность магнитного поля [А/м];

\vec{D} — электрическая индукция [Кл/м²];

\vec{B} — магнитная индукция [Тл, Тесла];

ρ — плотность стороннего электрического заряда [Кл/м²];

j — плотность электрического тока (плотность тока проводимости) [А/м²].

Закон индукции Фарадея: изменение магнитной индукции порождает вихревое электрическое поле:

$$rot \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (1.1)$$

Теорема о циркуляции магнитного поля: электрический ток и изменение электромагнитной индукции порождают вихревое магнитное поле:

$$rot \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = j + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (1.2)$$

Закон Гаусса: электрический заряд является источником электромагнитной индукции:

$$div \vec{D} = \rho; \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho. \quad (1.3)$$

Закон Гаусса для магнитного поля: не существует магнитных зарядов:

$$div \vec{B} = 0; \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0. \quad (1.4)$$

Заметим, что уравнения Максвелла в свободном пространстве не нуждаются в векторах \vec{D} и \vec{B} (они проявляют себя в материальных средах), так как $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$, $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, где ϵ_0 , μ_0 постоянные

$$\epsilon_0 \approx \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \left[\frac{\Phi}{M} \right]; \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \left[\frac{G_H}{M} \right]. \quad (1.5)$$

Скорость света в свободном пространстве определяется:

$$c_o = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}. \quad (1.6)$$

Для описания электромагнитных явлений в материальных средах необходимо располагать соотношениями, которые связывали бы попарно векторные поля \vec{E} , \vec{D} , \vec{B} и \vec{H} . Уравнения подобных связей принято называть материальными уравнениями. Их вывод опирается на микроскопическую (атомно-молекулярную) картину процессов, происходящих в веществе под действием сил электромагнитного поля.

В диэлектрических средах функциональная зависимость вектора электрической индукции \vec{D} от вектора \vec{E} имеет вид

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (1.7)$$

где \vec{P} — вектор поляризации. В диэлектрической среде вектор поляризации является суммой микроскопических электрических дипольных моментов, возникающих из-за электрического поля. Векторы \vec{D} и \vec{E} в любое время и в любом месте пространства параллельны и пропорциональны:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (1.8)$$

где χ — скалярная постоянная, называемая оптической восприимчивостью среды.

Подставляя (1.8) в материальное уравнение (1.7), увидим, что векторы \vec{D} и \vec{E} тоже параллельны и пропорциональны:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi \vec{E} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E}; \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E}; \quad (1.9)$$

$$\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi), \quad (1.10)$$

ϵ называется диэлектрической проницаемостью среды, а относительной диэлектрической проницаемостью является

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1 + \chi. \quad (1.11)$$

Аналогичным образом можно получить выражение для индукции магнитного поля:

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (1.12)$$

где μ — магнитная проницаемость среды.

Таким образом, уравнения Максвелла в дифференциальной форме для диэлектрических сред:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (1.13)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (1.14)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0, \quad (1.15)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0. \quad (1.16)$$

1.2. ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ

Электромагнитное поле характеризуется двумя зависящими друг от друга векторными полями, которые являются функциями координат и времени:

$\vec{E}(r, t)$ — напряженность электрического поля;

$\vec{H}(r, t)$ — напряженность магнитного поля.

Применив операцию ротора для уравнения (1.14) и учитывая формулу $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$, где ∇^2 — дифференциальный оператор Лапласа, получим [1]

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 E = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{H}). \quad (1.17)$$

Следовательно, с учетом (1.15) и (1.13) окончательно (1.17) принимает вид

$$\nabla^2 E - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0. \quad (1.18)$$

Точно такое же уравнение можно получить и для напряженности магнитного поля:

$$\nabla^2 H - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = 0. \quad (1.19)$$

Скорость световой волны в диэлектрической среде:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}}. \quad (1.20)$$

Отношение скорости света в свободном пространстве к скорости света в среде называют показателем преломления среды:

$$n = \frac{c_o}{c} = \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{\epsilon_o \mu_o}}. \quad (1.21)$$

Для немагнитных материалов $\mu = \mu_0$ и

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_o}} = \sqrt{1 + \chi}, \quad (1.22)$$

т. е. показатель преломления можно выразить как квадратный корень относительной диэлектрической постоянной.

1.3. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕД

Уравнения Максвелла в дифференциальной форме предполагают, что все величины в пространстве и времени изменяются непрерывно. Однако в реальных средах существуют поверхности разрыва — поверхности, на которых свойства среды или полей меняются скачкообразно, например: диэлектрик — диэлектрик (с разными показателями преломления), диэлектрик — металл и т. д.

Чтобы решить дифференциальные уравнения Максвелла для подобных граничных сред, их дополняют так называемыми граничными условиями, которым должно удовлетворять электромагнитное поле на границе раздела двух сред. Эти условия содеряжатся в интегральной форме уравнений Максвелла. Граничные условия являются частью дифференциальных уравнений Максвелла. Они используются для определения отражательной или пропускной способности волн на границах разных сред, в том числе при распространении волн на периодических структурированных средах и в волноводах.

Поскольку вывод граничных условий можно найти в любом курсе по теории электромагнетизма (см., например, [2]), здесь представлены только окончательные результаты, при этом приводятся только граничные условия на границе раздела диэлектриков (в отсутствии каких-либо зарядов).

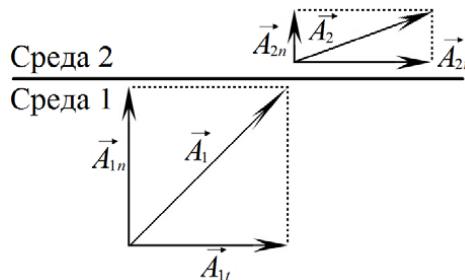


Рис. 1.1. Ориентация нормальных и тангенциальных составляющих произвольного вектора A относительно границы раздела сред

На рисунке 1.1 схематично показаны граница раздела двух диэлектрических сред и ориентация произвольного вектора A относительно поверхности раздела сред. Если разложить вектор A на нормальную (с индексом n) и тангенциальную (с индексом t) составляющие в обеих средах, то при переходе из одной среды в другую эти составляющие должны претерпеть изменения.

Если обозначить напряженность поля в первой среде \vec{E}_1 , а во второй среде \vec{E}_2 , затем разложить их на составляющие, то оказывается, что тангенциальная составляющая вектора напряженности электрического поля является одинаковой по обе стороны границы раздела (не претерпевает скачка).

$$E_{1t} = E_{2t}. \quad (1.23)$$

Также не претерпевает скачка тангенциальная составляющая вектора напряженности магнитного поля:

$$H_{1t} = H_{2t}. \quad (1.24)$$

Нормальные составляющие вектора электрической индукции являются одинаковыми по разные стороны границы раздела, не претерпевают скачка.

$$D_{1n} = D_{2n}. \quad (1.25)$$

Также не претерпевают скачка нормальные составляющие вектора индукции магнитного поля:

$$B_{1n} = B_{2n}. \quad (1.26)$$

Таким образом, если предположить, что на границе раздела двух диэлектрических сред нет ни сторонних зарядов, ни токов проводимости и данные среды однородны, тангенциальные составляющие поверхности электрического (E_t) и магнитного (H_t) полей, а также нормальные составляющие индукции электрического (D_n) и магнитного (B_n) полей должны быть непрерывными.

1.4. УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА В КОМПЛЕКСНОМ ВИДЕ. ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ. ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СРЕДЫ. ИНТЕНСИВНОСТЬ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

При условии существования в оптической среде монохроматической электромагнитной волны все составляющие электрических и магнитных полей представляют гармонические функции от времени с одинаковой угловой частотой ω .

Представим выражения электрического и магнитного полей в виде комплексных векторов:

$$\dot{E}(r, t) = \dot{E}(r) e^{j\omega t}; \quad \dot{H}(r, t) = \dot{H}(r) e^{j\omega t}, \quad (1.27)$$

где $\dot{E}(r)$, $\dot{H}(r)$ — комплексные амплитуды векторов электрического и магнитного полей соответственно.

Подставляя эти выражения в систему уравнений Максвелла (1.9), (1.12), (1.13)–(1.16) и учитывая, что операция дифференцирования монохроматического колебания равносильна умножению на $j\omega$, получим уравнения Максвелла комплексной формы [1]:

$$\nabla \times \dot{\vec{H}} = j\omega \epsilon \dot{\vec{E}}; \quad (1.28)$$

$$\nabla \times \dot{\vec{E}} = -j\omega \mu \dot{\vec{H}}; \quad (1.29)$$

$$\nabla \cdot \dot{\vec{E}} = 0; \quad (1.30)$$

$$\nabla \cdot \dot{\vec{H}} = 0; \quad (1.31)$$

$$\dot{\vec{D}} = \epsilon \dot{\vec{E}}; \quad (1.32)$$

$$\dot{\vec{B}} = \mu \dot{\vec{H}}. \quad (1.33)$$

Тогда система уравнений Максвелла приобретает вид уравнений взаимно связанных комплексных амплитуд \dot{E} и \dot{H} .

Применив операцию ротора к уравнению (1.29) с учетом формулы $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla}^2 \vec{A}$, получим [1]

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -j\omega \mu (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \quad (1.34)$$

Следовательно, с учетом (1.30) и (1.28) окончательно (1.34) принимает вид

$$\nabla^2 \dot{\vec{E}} + \omega^2 \epsilon \mu \dot{\vec{E}} = 0. \quad (1.35)$$

Точно такое уравнение можно получить и для комплексной амплитуды $\dot{\vec{H}}$:

$$\nabla^2 \dot{\vec{H}} + \omega^2 \epsilon \mu \dot{\vec{H}} = 0. \quad (1.36)$$

Учитывая определение волнового числа k и (1.20),

$$k = \frac{\omega}{c} = \omega \sqrt{\epsilon \mu} = n k_o; \quad (1.37)$$

$$k_o = \frac{\omega}{c_o} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad (1.38)$$

уравнения (1.35) и (1.36) можно записать в следующем виде:

$$\nabla^2 \dot{\vec{E}} + k^2 \dot{\vec{E}} = 0; \quad (1.39)$$

$$\nabla^2 \dot{\vec{H}} + k^2 \dot{\vec{H}} = 0. \quad (1.40)$$

Уравнения (1.39) и (1.40) называются уравнениями Гельмгольца. В них вместо векторных комплексных амплитуд \dot{E} и \dot{H} могут быть все три компоненты $E(E_x, E_y, E_z)$ и $H(H_x, H_y, H_z)$.

Решением уравнений Гельмгольца являются электромагнитные волны с комплексными амплитудами:

$$\dot{\vec{E}}(r) = \dot{E}_o e^{-jk\vec{r}}; \quad (1.41)$$

$$\dot{H}(r) = \dot{H}_o e^{-jk\vec{r}}. \quad (1.42)$$

Эти функции характеризуют плоские волны с волновым числом k , с комплексными амплитудами E_0, H_0 , не зависящими от координат, которые распространяются вдоль \vec{r} , где \vec{r} — радиус-вектор от начала координат до точки наблюдения. Знак $\ll \gg$ в экспоненте соответствует распространению волны в сторону возрастания r .

Рассмотрим, при каких условиях E_0 и H_0 удовлетворяют уравнению Максвелла. Подставляя (1.41) и (1.42) в (1.39) и (1.40), получим

$$\vec{k} \times \dot{\vec{H}}_O = -\omega \epsilon \dot{\vec{E}}_O \quad (1.43)$$

$$\vec{k} \times \dot{\vec{E}}_O = \omega \mu \dot{\vec{H}}_O. \quad (1.44)$$

Данная запись уравнений справедлива, так как дифференцирование по времени сводится к умножению на $-j\omega$, а дифференцирование по координатам — к умножению на множители $-jk_x, -jk_y, -jk_z$, что показано ниже на примере вектора \vec{E} ($\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ — единичные векторы направления):

$$\begin{aligned} \text{rot } E = \vec{\nabla} \times \dot{\vec{E}} &= \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \\ &= -j \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ k_x & k_y & k_z \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = -j \left[\vec{k} \times \dot{\vec{E}} \right], \end{aligned} \quad (1.45)$$

$$\text{rot } H = \vec{\nabla} \times \dot{\vec{H}} = -j \left[\vec{k} \times \dot{\vec{H}} \right]. \quad (1.46)$$

Как видим из (1.43) и (1.44), в плоской электромагнитной волне вектор напряженности электрического поля \vec{E} , вектор напряженности магнитного поля \vec{H} и волновой вектор \vec{k} взаимно перпендикулярны и образуют правовинтовую систему (рис. 1.2, 1.3), т. е. электромагнитная волна поперечна.

Такое электромагнитное поле (переменное) не остается неподвижным в пространстве, а распространяется со скоростью света (в данной среде) вдоль линии, перпендикулярной векторам \vec{E} и \vec{H} , образуя электромагнитные, в частности, световые волны.

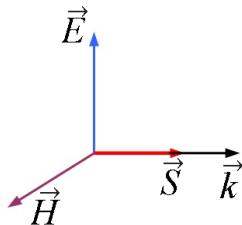


Рис. 1.2. Направление характеристических векторов плоской электромагнитной волны

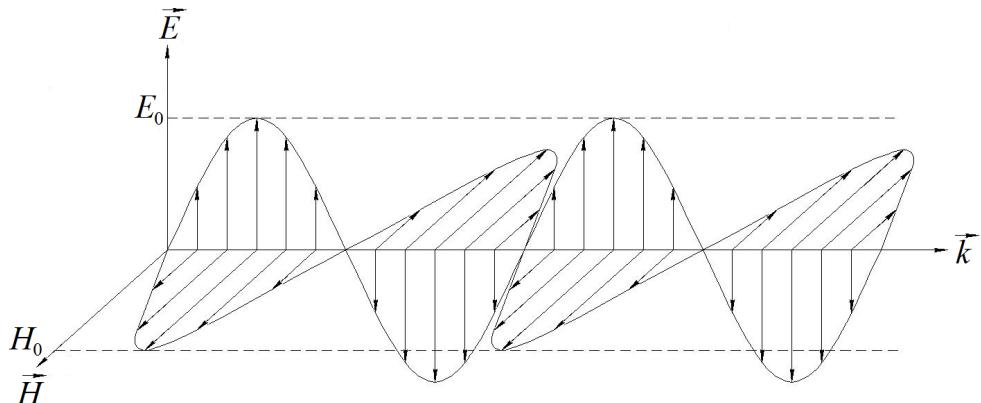


Рис. 1.3. Фрагмент изменения векторов электрической и магнитной напряженности распространяющейся монохроматической электромагнитной волны

Как видим из (1.43) и (1.44), значения комплексных амплитуд векторов \vec{E} и \vec{H} в любой точке пространства связаны некоторым коэффициентом пропорциональности — характеристическим (волновым) сопротивлением физической среды, в которой распространяются однородные плоские волны. Волновое сопротивление определяет соотношение между амплитудами электрического и магнитного полей, Ом:

$$Z_c = \frac{\dot{E}_o}{\dot{H}_o}. \quad (1.47)$$

Из (1.44) имеем:

$$\dot{H}_o = \frac{1}{\omega\mu} (\vec{k} \times \dot{E}_o) \quad (1.48)$$

$$Z_c = \frac{\omega\mu}{\vec{k}}. \quad (1.49)$$

Из (1.43) имеем:

$$\dot{E}_o = -\frac{1}{\omega\epsilon} (\vec{k} \times \dot{H}_o). \quad (1.50)$$

$$Z_C = -\frac{\vec{k}}{\omega\epsilon}. \quad (1.51)$$

Для ТЕМ волн (T-transverse), в которых векторы \vec{E} и \vec{H} не имеют продольных составляющих, волновое сопротивление определяется:

$$Z_{TEM} = \frac{|E_o|}{|H_o|} = \frac{\omega\mu}{k} = \frac{k}{\omega\epsilon} = \frac{\omega\sqrt{\epsilon\mu}}{\omega\epsilon} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}};$$

$$Z_{TEM} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}. \quad (1.52)$$

Для немагнитных сред $\mu = \mu_0$, волновое сопротивление можно определить аналогично, только в свободном пространстве Z_0 .

$$Z_{TEM} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_0 \epsilon_0}{\epsilon_0 \epsilon}} = Z_0 \cdot \frac{1}{n};$$

$$Z_C = \frac{Z_0}{n}; \quad (1.53)$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 120\pi \approx 377$ Ом — характеристическое (волновое) сопротивление свободного пространства.

Рассчитаем вектор Пойтинга, усредняя его по времени:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}; \quad (1.54)$$

$$S = \operatorname{Re} \left\{ \dot{\vec{E}} e^{j\omega t} \right\} \times \operatorname{Re} \left\{ \dot{\vec{H}} e^{j\omega t} \right\} =$$

$$= \frac{1}{2} \left(\dot{\vec{E}} e^{j\omega t} + \vec{E}^* e^{-j\omega t} \right) \times \frac{1}{2} \left(\dot{\vec{H}} e^{j\omega t} + \vec{H}^* e^{-j\omega t} \right) =$$

$$= \frac{1}{4} \left(\dot{\vec{E}} \times \vec{H}^* + \vec{E}^* \times \dot{\vec{H}} + e^{j2\omega t} \cdot \dot{\vec{E}} \times \vec{H} + e^{-j2\omega t} \cdot \vec{E}^* \times \dot{\vec{H}} \right);$$

здесь звездочкой (*) обозначен комплексно-сопряженный вектор. При усреднении по времени члены, содержащие колебания с частотой 2ω (частота оптическая), т. е. $e^{j2\omega t}$ и $e^{-j2\omega t}$, исчезают:

$$\bar{S} = \left\langle \dot{\vec{S}} \right\rangle = \frac{1}{4} \left(\dot{\vec{E}} \times \vec{H}^* + \vec{E}^* \times \dot{\vec{H}} \right) = \frac{1}{2} \left(\dot{\vec{S}} + \vec{S}^* \right) = \operatorname{Re} \left\{ \dot{\vec{S}} \right\}, \quad (1.55)$$

где

$$\dot{\vec{S}} = \frac{1}{2} \vec{E} \times \vec{H}^* \quad (1.56)$$

называется комплексным вектором Пойтинга. Тогда оптическая интенсивность равна величине $\operatorname{Re} \left\{ \dot{\vec{S}} \right\}$.

Вектор Пойтинга параллелен вектору \vec{k} , следовательно, поток мощности вдоль распространения электромагнитной волны нормален (перпендикулярен) к волновому фронту (см. рис. 1.2).

Интенсивность электромагнитной волны определяется:

$$I = \frac{1}{2} E_o H_o^* = \frac{1}{2} |E_o| \frac{|E_o|}{Z_c} = \frac{|E_o|^2}{2Z_c};$$

$$I = \frac{|E_o|^2}{2Z_c}. \quad (1.57)$$

Как видим, интенсивность электромагнитной волны пропорциональна квадрату модуля комплексной огибающей электрического поля. Например, интенсивность $I = 10 \text{ Вт/см}^2$ в свободном пространстве соответствует напряженности электрического поля $E_0 \approx 87 \text{ В/см}$.

Преобразуем (1.53):

$$Z_c = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu\epsilon}{\epsilon^2}} = \frac{1}{c\epsilon}$$

и, подставив в (1.58), получим более удобную формулу для описания интенсивности световой волны:

$$I = \frac{c\epsilon |E_o|^2}{2}. \quad (1.58)$$

Приведем интересное соотношение, связывающее интенсивность I и среднее значение плотности энергии \bar{W} . Соотношение (1.58) можно графически представить как цилиндр с основанием (площадью) A и длиной c , которая совпадает с направлением распространения. Энергия, запасенная в цилиндре, равна $c \cdot A \cdot \bar{W}$, и движение энергии сквозь поверхность A за секунду соответствует интенсивности (мощности на единице поверхности) $c \cdot \bar{W}$.

$$I = c \cdot \bar{W}.$$

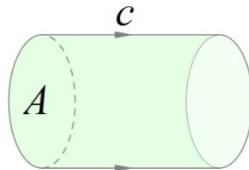


Рис. 1.4. Графическое объяснение интенсивности электромагнитной волны

Таким образом, среднее значение плотности энергии световой волны определяется:

$$\bar{W} = \frac{\epsilon |E_o|^2}{2}. \quad (1.59)$$

1.5. КЛАССЫ ВОЛН. ИХ ПОВЕДЕНИЕ НА РАЗДЕЛЕ ДВУХ ОПТИЧЕСКИХ СРЕД

Рассмотренный пример поперечной электромагнитной волны соответствует случаю, когда плоская волна перпендикулярно падает на границу между двумя средами. Однако на практике может иметь место наклонное падение поперечной электромагнитной волны на раздел двух сред. Тогда, в общем случае, вектор \vec{E} (или \vec{H}) может не быть параллелен какой-то из осей координатной системы, поэтому данные векторы будут иметь составляющие на этих осях. Различают следующие типы волн:

- TEM (T-transverse) — поперечная электромагнитная волна, у которой векторы \vec{E} и \vec{H} перпендикулярны направлению распространения волны, т. е. не имеют продольных составляющих;
- TE (H-волна) — поперечная электрическая волна, у которой вектор \vec{H} имеет как поперечную, так и продольную составляющую, а продольная составляющая вектора \vec{E} равна нулю;
- TM (E-волна) — поперечная магнитная волна, у которой вектор \vec{E} имеет как поперечную, так и продольную составляющую, а продольная составляющая вектора \vec{H} равна нулю;
- гибридная (смешанная НЕ или EH) волна, у которой вектор \vec{E} и вектор \vec{H} наряду с поперечными составляющими имеют и продольные составляющие.

Если волна распространяется в направлении оси z , она может быть описана компонентами волны E_z и H_z вдоль направления z , как показано в таблице 1.1. Следует отметить, что в плоском оптическом волноводе можно возбудить TE- и TM-волны, а в цилиндрических оптических волноводах присутствуют еще и гибридные (НЕ или EH) волны.

Таблица 1.1

Классы волн

Классы волн	Продольная компонента поля
TEM	$E_z = 0, H_z = 0$
TE	$E_z = 0, H_z \neq 0$
TM	$E_z \neq 0, H_z = 0$
НЕ, EH	$E_z \neq 0, H_z \neq 0$

Если плоская волна падает на границу раздела сред с различными показателями преломления, она частично пройдет в другую среду (преломленный луч под углом θ_2) и частично отразится обратно (под углом падения θ_1). Разложение поля падающей волны на две поляризации с электрическим и магнитным полями существенно облегчает анализ. На этом этапе рассмотрения необходимо различать два случая поляризации волны относительно плоскости падения, проходящей через волновой вектор и нормаль к границе раздела:

- нормальную поляризацию, когда электрический вектор перпендикулярен плоскости падения (TE-волна) (рис. 1.5);
- параллельную поляризацию, когда электрический вектор параллелен плоскости падения (TM-волна) (рис. 1.6).

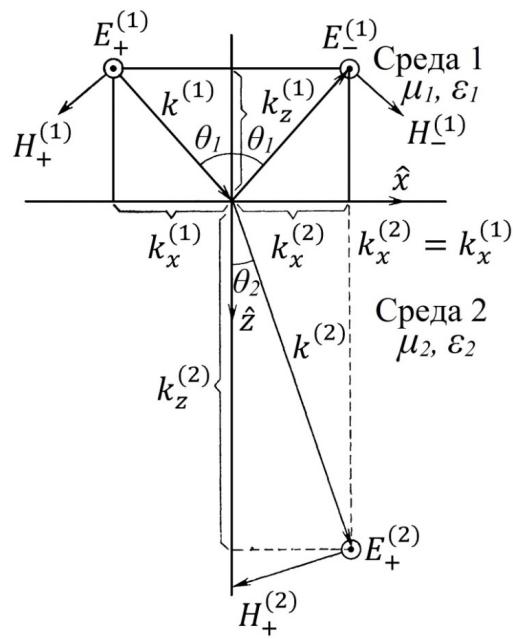


Рис. 1.5. Отражение ТЕ-волн от границы раздела сред

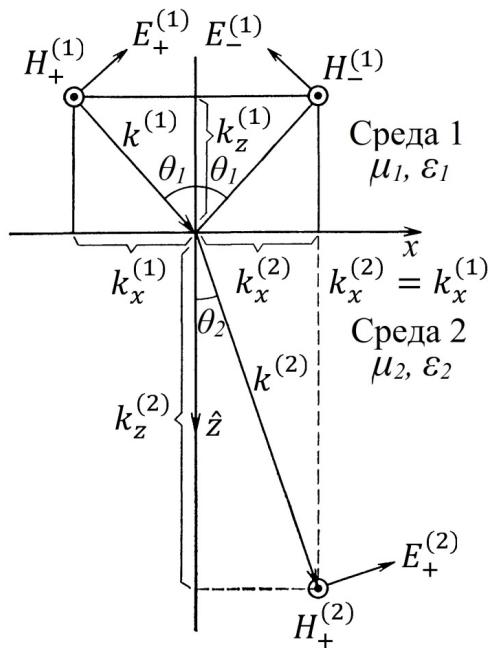


Рис. 1.6. Отражение ТМ-волн от границы раздела сред

Конец ознакомительного фрагмента.
Приобрести книгу можно
в интернет-магазине
«Электронный универс»
e-Univers.ru