

ЛЕКЦИЯ 3

Законы преломления и отражения электромагнитных волн

Исторически эти законы были первыми, которые человечество изучило в оптике, в диапазоне видимого света. Будем и мы рассматривать эти законы для т.н. «естественных лучей». При математическом анализе всех законов и точных выводах, которые мы опустим вследствие специфики нашего курса, используется соотношение, известное из электростатики:

$$E_{\tau_1} = E_{\tau_2} \quad (31.1)$$

Тангенциальная составляющая электромагнитной волны (\parallel поверхности раздела сред, рис.31.1) сохраняется при переходе волны из одной среды в другую. При этом нормальная (\perp) составляющая E_n изменяется в ϵ_2/ϵ_1 (n_2/n_1) раз.

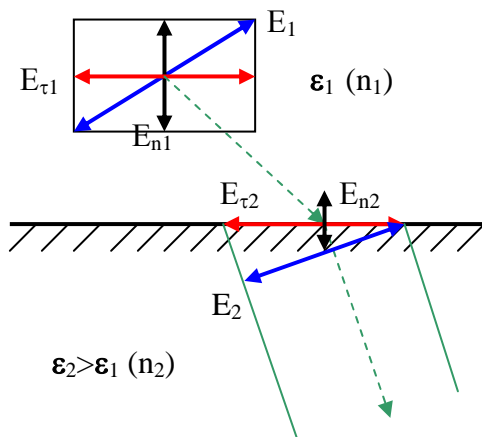


Рис.31.1. Напряженность электрического поля на границе раздела диэлектрических сред.

Заметим, что при рассмотрении различных оптических явлений – физиологических, биологических и других – все результаты можно объяснить, анализируя лишь влияние электрической составляющей электромагнитной волны. Магнитная составляющая становится важной лишь при большой «лазерной» интенсивности излучения, в научной отрасли «магнитооптика».

Мы рассматриваем взаимодействие света с диэлектриками, а они, как правило, – парамагнетики и для них $\mu \approx 1$.

Развитие представлений о природе света

В конце XVII в. почти одновременно возникли две, казалось бы, взаимоисключающие теории света. Ньютон предложил теорию истечения, согласно которой свет представляет собой поток световых частиц (корпускул), летящих от светящегося тела по прямолинейным траекториям. Гюйгенс выдвинул волновую теорию, которая рассматривала свет как продольную упругую волну, распространяющуюся в мировом эфире. В течение ста с лишним лет корпускулярная теория имела гораздо больше приверженцев, чем волновая. Однако в начале XIX века Френелю удалось на основе волновых представлений объяснить все известные в то время оптические явления. В результате волновая теория света получила всеобщее признание, а корпускулярная теория была забыта почти на столетие.

Заметим, что обе теории приводят к различной зависимости между показателем преломления и скоростью света в веществе. Ньютон считал, что преломление света вызвано действием на световые корпускулы на границе двух сред сил, изменяющих нормальную составляющую E_n скорости корпускул (поскольку $v = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$, совершенно естественна аналогия между поведением E_n и v_n).

По Ньютону получалось, что

$$n = \frac{v}{c} < 1.$$

Волновая теория приводит к обратному соотношению. Построим по принципу Гюйгенса волновой фронт преломленной волны (рис.31.2). Пусть на поверхность раздела двух сред падает плоская волна с фронтом AA' . Волновой фронт во второй среде можно получить, проведя огибающую вторичных волн, центры которых лежат на поверхности раздела сред. Если угол падения отличен от нуля, различные участки волнового фронта AA' достигнут преломляющей поверхности не одновременно. Поэтому возбуждение вторичной волны в точке A' начнется раньше, чем в точке B , на время Δt , необходимое для того, чтобы волна в первой среде прошла путь $AB = v_1\Delta t$. Таким образом, в момент, когда начнется возбуждение вторичной волны с центром в точке B , волна с центром в точке A' успеет пройти во второй среде путь $A'B' = v_2\Delta t$. Возбуждение

вторичной волны в точке C , лежащей как раз посередине между точками B и A' начнется с запаздыванием на время $\Delta t/2$, так что эта волна успеет пройти во второй среде путь, равный $v_2 \Delta t / 2$. Отсюда следует, что фронт преломленной волны будет плоским.

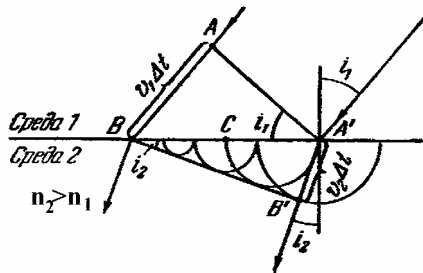


Рис.31.2. Преломление волны на границе раздела сред.

В изотропной среде лучи перпендикулярны к волновым поверхностям. Поэтому угол $AA'B$ между преломляющей плоскостью и фронтом падающей волны равен углу падения i_1 . Аналогично, угол $A'B'B'$ между преломляющей поверхностью и фронтом преломленной волны равен углу преломления i_2 . Из рис.31.2 следует, что

$$\sin i_1 = \frac{v_1 \Delta t}{BA'}, \quad \sin i_2 = \frac{v_2 \Delta t}{BA'}$$

Поделив эти выражения друг на друга, придем к формуле

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2} = n_{12}, \quad (31.2)$$

известное как уравнение Снеллиуса-Декарта или «закон синусов», в котором n_{12} – относительный показатель преломления.

Если в качестве 1-ой среды взять вакуум, то получим соотношение

$$n = \frac{c}{v}, \quad (31.3)$$

верно отражающее реальность и описывающее n как абсолютный показатель преломления.

В 1851 г. Фуко измерил скорость света в воде и получил значение, согласующееся с формулой (31.3). Таким образом, было получено еще одно экспериментальное доказательство справедливости волновой теории.

Первоначально считалось, что свет есть поперечная волна, распространяющаяся в гипотетической упругой среде, будто бы заполняющей все мировое пространство и получившей название мирового эфира. В 1864 г. Максвелл создал электромагнитную теорию света, согласно которой свет есть электромагнитная волна с длиной волны, за-

ключающейся в пределах от 0,40 до 0,75 мкм. Таким образом, на смену упругим световым волнам пришли электромагнитные волны. Представления об эфире были похоронены теорией относительности в начале XX века.

В это же время в конце XIX и в начале XX века ряд новых опытных фактов заставил вновь вернуться к представлению об особых световых частицах - фотонах. Было установлено, что свет имеет двойственную природу, сочетая в себе как волновые свойства, так и свойства, присущие частицам. В одних явлениях, таких как интерференция, дифракция и поляризация, свет ведет себя как волна, в других (фотоэффект, эффект Комптона) – как поток частиц (фотонов).

Впоследствии выяснилось, что двойственная корпускулярно-волновая природа присуща не только свету (и электромагнитным волнам вообще), но и мельчайшим частицам вещества - электронам, протонам, нейтронам и т. п.

Принцип Ферма

В однородной среде свет распространяется прямолинейно. В неоднородной среде световые лучи искривляются. Путь, по которому распространяется свет в неоднородной среде, может быть найден с помощью принципа, установленного французским математиком Ферма в 1679 г. Принцип Ферма гласит, что свет распространяется по такому пути, для прохождения которого ему требуется минимальное время.

Для прохождения участка пути dS (рис.31.3) свету нужно время $dt = dS/v$, где v — скорость света в данной точке среды.

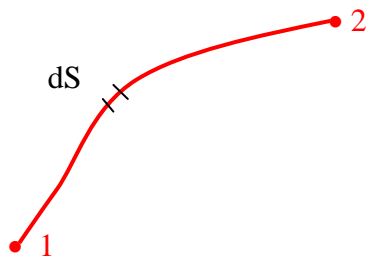


Рис.31.3. К выводу принципа Ферма.

Заменив v через c и n по формуле (31.3), получим, что $dt = \frac{1}{c} n \cdot dS$. Следовательно, время τ , затрачиваемое светом на прохождение пути от точки 1 до точки 2, можно вычислить по формуле

$$\tau = \frac{1}{c} \int_1^2 n \cdot dS.$$

Согласно принципу Ферма τ должно быть минимальным. Поскольку c — константа, должна быть минимальна величина

$$L = \int_1^2 n \cdot dS, \quad (31.4)$$

которую называют **оптической длиной пути**. В однородной среде оптическая длина пути равна произведению геометрической длины пути S на показатель преломления среды n :

$$L = nS. \quad (31.5)$$

Принцип Ферма можно сформулировать следующим образом: свет распространяется по такому пути, оптическая длина которого минимальна.

Основные законы оптики. Полное отражение

Еще до установления природы света были известны следующие основные законы оптики: закон прямолинейного распространения света в оптически однородной среде; закон независимости световых пучков (справедлив только в линейной оптике); закон отражения света; закон преломления света.

Закон прямолинейного распространения света: свет в оптически однородной среде распространяется прямолинейно.

Доказательством этого закона является наличие тени с резкими границами от непрозрачных предметов при освещении их точечными источниками света (источники, размеры которых значительно меньше освещаемого предмета и расстояния до него). Тщательные эксперименты показали, однако, что этот закон нарушается, если свет проходит сквозь очень малые отверстия, причем отклонение от прямолинейности распространения тем больше, чем меньше отверстия.

Закон независимости световых пучков: эффект, производимый отдельным пучком, не зависит от того, действуют ли одновременно остальные пучки или они устранены. Разбивая световой поток на отдельные световые пучки (например, с помощью диафрагм), можно показать, что действие выделенных световых пучков независимо.

Если свет падает на границу раздела двух сред (двух прозрачных веществ), то падающий луч I (рис. 31.4) разделяется на два — отраженный II и преломленный III, направления которых задаются законами отражения и преломления.

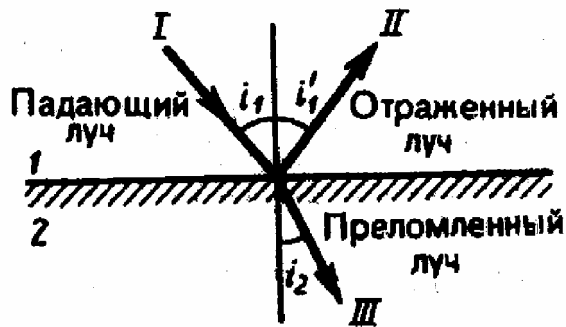


Рис.31.4. К законам отражения и преломления света.

Закон отражения: отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и перпендикуляром, проведенным к границе

раздела двух сред в точке падения; угол i'_1 отражения равен углу i_1 падения:

$$i'_1 = i_1$$

Закон преломления: луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр, проведенный к границе раздела в точке падения, лежат в одной плоскости; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных сред:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2} = n_{12}$$

где n_{12} - **относительный показатель преломления** второй среды относительно первой. Индексы в обозначениях углов i_1 , i'_1 , i_2 указывают, в какой среде (первой или второй) идет луч.

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению их абсолютных показателей преломления:

$$n_{12} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (31.6)$$

Абсолютным показателем преломления среды называется величина “ n ”, равная отношению скорости “ c ” электромагнитных волн в вакууме к их фазовой скорости “ v ” в среде:

$$n = \frac{c}{v}.$$

Напомним ещё раз, что $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, где ϵ и μ — соответственно электрическая и магнитная проницаемости среды.

Учитывая (31.6), закон преломления (31.2) можно записать в виде

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2} = n_{12} = \frac{n_2}{n_1},$$

откуда можно получить уравнение, которое не только описывает поведение светового пучка на границе раздела слоистых сред, но и может быть поименовано как **закон обратимости луча:**

$$n_1 \cdot \sin i_1 = n_2 \cdot \sin i_2 = n_3 \cdot \sin i_3 = \dots \quad (31.7)$$

Обратимость световых лучей вытекает из симметрии выражения (31.7). Если обратить луч III (рис.31.4), заставив его падать на границу раздела под углом i_2 , то преломленный луч в первой среде будет распространяться под углом i_1 , т. е. пойдет в обратном направлении вдоль луча I.

Фундаментальным следствием закона преломления света является **закон полного внутреннего отражения.**

Если свет распространяется из среды с большим показателем преломления n_1 (оптически более плотной) в среду с меньшим показателем преломления n_2 (оптически менее плотную) ($n_1 > n_2$), например, из стекла в воду, то, согласно (31.7),

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} > 1.$$

Отсюда следует, что преломленный луч удаляется от нормали и угол преломления i_2 больше, чем угол падения i_1 (рис. 31.5, а). С увеличением угла падения увеличивается угол преломления (рис. 31.5,б,в) до тех пор, пока при некотором угле падения ($i = i_{\text{пр}}$) угол преломления не окажется равным $\pi/2$. Угол $i_{\text{пр}}$ называется предельным углом. При углах падения $i > i_{\text{пр}}$ весь падающий свет полностью отражается (рис. 31.5, г).

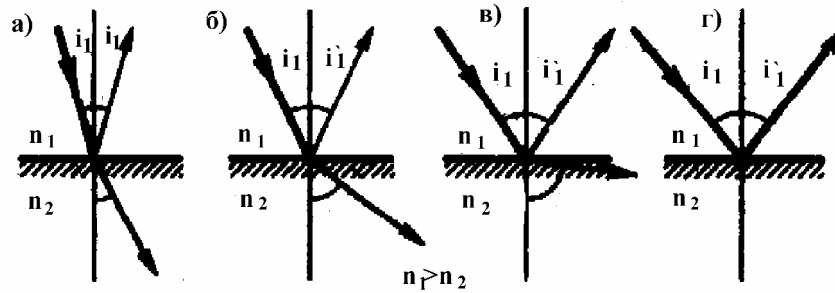


Рис. 31.5. Наблюдение явления полного внутреннего отражения.

По мере приближения угла падения к предельному интенсивность преломленного луча уменьшается, а отраженного - растет (рис. 31.5, а-в). Если $i = i_{\text{пр}}$, то интенсивность преломленного луча обращается в нуль, а интенсивность отраженного равна интенсивности падающего (рис. 31.5, г). Таким образом, при углах падения в пределах от $i_{\text{пр}}$ до $\pi/2$ луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду, причем интенсивности отраженного и падающего лучей одинаковы. Это явление и называется **полным отражением**.

Предельный угол $i_{\text{пр}}$ определим из формулы (31.7) при подстановке в нее $i_2 = \pi/2$.

Тогда

$$\sin i_{\text{пр}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (31.8)$$

Уравнение (31.8) удовлетворяет значениям угла $i_{\text{пр}}$ при $n_2 \leq n_1$. Следовательно, явление полного отражения имеет место только при падении света из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную.

Явление полного отражения используется в **световодах (светопроводах)**, представляющих собой тонкие, произвольным образом изогнутые нити (волокна) из оптически прозрачного материала. В волоконных деталях применяют стеклянное волокно, световедущая жила (сердцевина) которого окружается стеклом - оболочкой из другого стекла с меньшим показателем преломления. Свет, падающий на торец световода под углами, большими предельного, претерпевает на поверхности раздела сердцевины и оболочки полное отражение и распространяется только по световедущей жиле.

Таким образом, с помощью световодов можно как угодно искривлять путь светового пучка. Диаметр световедущих жил лежит в пределах от нескольких микрометров до нескольких миллиметров. Для передачи изображений, как правило, применяются многожильные световоды. Вопросы передачи световых волн и изображений изучаются в специальном разделе оптики - волоконной оптике, возникшей в 50-е годы XX столетия. Световоды используются в электронно-лучевых трубках, в электронно-счетных машинах, для кодирования информации, в медицине (например, диагностика внутренних органов), для защиты средств связи от воздействия сверхмощного электромагнитного импульса, возникающего при взрыве атомных и термоядерных боеприпасов и т. д.

Лекция 4.

Тонкие линзы. Изображение предметов с помощью линз

Вообще геометрической оптикой называется раздел оптики, в котором законы распространения света рассматриваются на основе представления о световых лучах. Под световыми лучами понимают нормальные к волновым поверхностям линии, вдоль которых распространяется поток световой энергии. Геометрическая оптика, оставаясь приближенным методом построения изображений в оптических системах, позволяет разобрать основные явления, связанные с прохождением через них света, и является поэтому основой теории оптических приборов – призм и линз.

Ход лучей в «толстых» призмах и линзах можно рассматривать на основе уравнения 31.8, если не учитывать явление дисперсии – зависимость величины показателя преломления от длины волны.

Для «тонкой» призмы (рис.31.6) можно определить угол отклонения из упрощенного соотношения, в котором значения \sin заменены значениями углов:

$$\theta = (n_{21} - 1) \cdot \delta, \quad \text{где } n_{21} = \frac{n_{\text{призмы}}}{n_{\text{среды}}}. \quad (31.9)$$

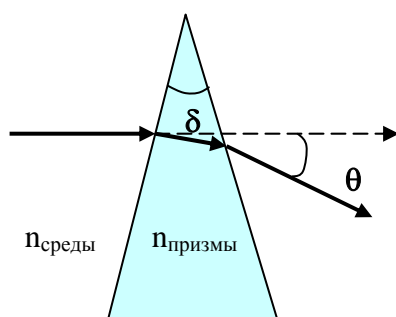


Рис. 31.6. Ход лучей в тонкой призме.

Линзы представляют собой прозрачные тела, ограниченные двумя поверхностями (одна из них обычно сферическая, иногда цилиндрическая, а вторая - сферическая или плоская), преломляющими световые лучи, способные формировать оптические изображения предметов. Материалом для линз служат стекло, кварц, кристаллы, пластмассы и т. п. По внешней форме (рис.31.7) линзы делятся на: 1) двояковыпуклые; 2)

плосковыпуклые; 3) двояковогнутые; 4) плосковогнутые; 5) выпукло-вогнутые; 6) вогнуто-выпуклые. По оптическим свойствам линзы делятся на **собирающие** и **рассеивающие**.

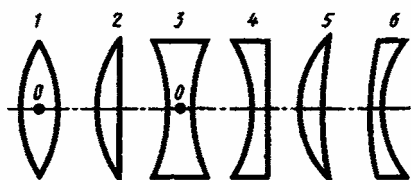


Рис. 31.7. Типы оптических линз.

Линза называется **тонкой**, если ее толщина (расстояние между ограничивающими поверхностями) значительно меньше по сравнению с радиусами поверхностей, ограничивающих линзу. Прямая, проходящая через центры кривизны поверхностей линзы называется **главной оптической осью**. Для всякой линзы существует точка, называемая **оптическим центром линзы**, лежащая на главной оптической оси и обладающая тем свойством, что лучи проходят сквозь нее не преломляясь. Оптический центр O линзы для простоты будем считать совпадающим с геометрическим центром средней части линзы (это справедливо только для двояковыпуклой и двояковогнутой линз с одинаковыми радиусами кривизны обеих поверхностей; для плосковыпуклых и плосковогнутых линз оптический центр O лежит на пересечении главной оптической оси со сферической поверхностью).

Для вывода формулы тонкой линзы - соотношения, связывающего радиусы кривизны R_1 и R_2 поверхностей линзы с расстояниями a и b от линзы до предмета и его изображения (рис.31.8), воспользуемся **принципом Ферма, или принципом наименьшего времени**: действительный путь распространения света (траектория светового луча) есть путь, для прохождения которого свету требуется минимальное время по сравнению с любым другим мыслимым путем между теми же точками.

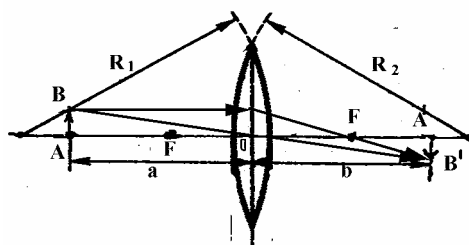


Рис.31.8. Тонкая линза и построение изображения в ней.

Универсальная формула линзы представлена уравнением 31.10

$$D(\text{дптр}) = \frac{1}{F(\text{м})} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \left(\frac{n_{\text{линзы}}}{n_{\text{среды}}} - 1 \right) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (31.10)$$

Здесь полагают отрицательными радиусы вогнутых (по ходу луча) поверхностей и расстояния до мнимых точек.

D - оптическая сила линзы (измеряется в диоптриях – дптр - **диоптрия** - оптическая сила линзы с фокусным расстоянием 1 м: $1 \text{ дптр} = 1/\text{м}$), точки F по обе стороны линзы – фокусное расстояние линзы – точка, в которой собираются пучки лучей, распространяющиеся параллельно главной оптической оси линзы, a и b – расстояния от главной плоскости линзы до предмета и его изображения соответственно.

Линзы с **положительной** оптической силой являются **собирающими**, с **отрицательной** — **рассеивающими**. Плоскости, проходящие через фокусы линзы перпендикулярно ее главной оптической оси, называются **фокальными плоскостями**. В отличие от собирающей рассеивающая линза имеет мнимые фокусы. В мнимом фокусе сходятся (после преломления) воображаемые продолжения лучей, падающих на рассеивающую линзу параллельно главной оптической оси (рис. 31.9).

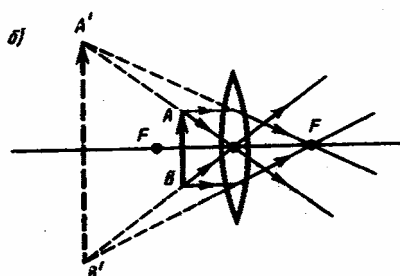
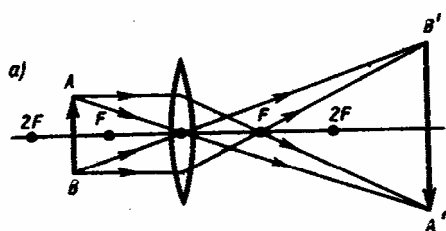
Формулу линзы (31.10) можно записать в виде, известном из курса средней школы:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{F}.$$

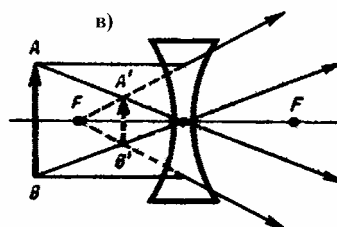
Для рассеивающей линзы расстояния F и b надо считать отрицательными.

Построение изображения предмета в линзах осуществляется с помощью следующих лучей:

- 1) луча, проходящего через оптический центр линзы и не изменяющего своего направления;
- 2) луча, идущего параллельно главной оптической оси; после преломления в линзе этот луч (или его продолжение) проходит через второй фокус линзы;
- 3) луча (или его продолжения), проходящего через первый фокус линзы; после преломления в ней он выходит из линзы параллельно ее главной оптической оси.



Для примера приведены построения изображений в собирающей (рис. 31.9,а,б) и



в рассеивающей (рис. 31.9,в) линзах: действительное (рис. 31.9, а) и мнимое (рис. 31.9, б) изображения - в собирающей линзе, мнимое - в рассеивающей.

Рис. 31.9. Примеры построения изображений в собирающих (а,б) и рассеивающей (в) линзах, находящихся в менее плотной, по сравнению с показателем преломления тела линзы, средах.

Отношение линейных размеров изображения и предмета называется **линейным увеличением линзы**.

Комбинации собирающих и рассеивающих линз применяются в оптических приборах, используемых для решения различных научных и технических задач. Оптическая сила таких оптических систем определяется в виде суммы оптических сил линз, составляющих систему:

$$D_{\text{сист}} = D_1 + D_2 + D_3 + \dots \quad (31.11)$$

В заключение заметим, что при построении изображений поворот луча начинается на главной плоскости линзы. Поэтому при изображении линз их «тело» удаляют и изображают (рис.31.10) в виде

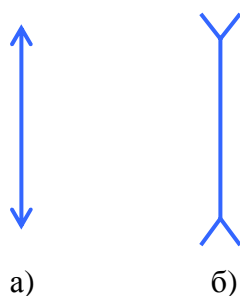


Рис.31.10. Условные изображения собирающей (а) и (б) рассеивающей линз.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

Естественный и поляризованный свет

Следствием теории Максвелла является поперечность световых волн: векторы напряженностей электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей волны взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости \mathbf{v} распространения волны (перпендикулярно лучу). Поэтому для описания закономерностей поляризации света достаточно знать поведение лишь одного из векторов. Обычно все рассуждения ведутся

относительно светового вектора - вектора напряженности \mathbf{E} электрического поля (это название обусловлено тем, что при действии света на вещество основное значение имеет электрическая составляющая поля волны, действующая на электроны в атомах вещества).

Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы же излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора (рис.31.12,а; луч перпендикулярен плоскости рисунка). В данном случае равномерное распределение векторов \mathbf{E} объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений векторов \mathbf{E} - одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов. Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора \mathbf{E} (и, следовательно, \mathbf{H}) называется **естественным**.

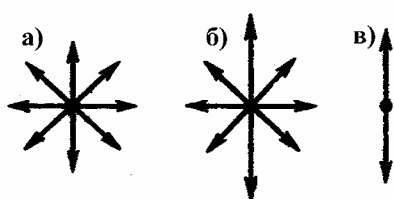


Рис.31.12. Естественный (а), частично поляризованный (б) и плоскополяризованный лучи.

Иначе те же лучи изображают с помощью стрелок и точек, причем стрелки обозначают колебания, происходящие в плоскости рисунка, а точки – в перпендикулярных им направлениях (рис.31.13).

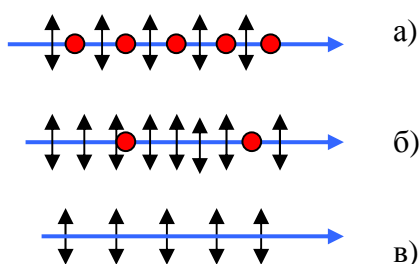


Рис. 31.13. Условное изображение естественного (а), частично поляризованного (б) и полностью поляризованного (в) лучей.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены, называется **поляризованным**. Так, если в результате каких-либо внешних воздействий появляется преимущественное (но не исключительное!) направление колебаний вектора \mathbf{E} (рис. 31.12, 31.13, б), то имеем дело с **частично поляризованным**

светом. Свет, в котором вектор **E** (и, следовательно, **H**) колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу (рис. 31.12, 31.13, в), называется **плоскополяризованным (линейно поляризованным)**.

Для получения поляризованного света используют **поляризаторы** – специальные устройства, выделяющие плоскополяризованный луч из естественного. Простейшим по устройству и самым дешевым поляризатором является **поляроид** – специально изготовленная пленка, поверхности которой защищены стеклами. Изучение поляризованных потоков света производится с помощью **анализаторов**, в принципе устроенных аналогично поляризаторам и в некоторых случаях взаимозаменяемых.

Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется **плоскостью поляризации**. Плоскополяризованный свет является предельным случаем **эллиптически поляризованного света** - света, для которого вектор **E** (вектор **H**) изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу. Если эллипс поляризации вырождается в прямую (при разности фаз φ , равной нулю или π), то имеем дело с рассмотренным выше плоскополяризованным светом, если в окружность (при $\varphi = \pm\pi/2$ и равенстве амплитуд складываемых волн), то имеем дело с **циркулярно поляризованным (поляризованным по кругу)** светом.

Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков

Если естественный свет падает на границу раздела двух диэлектриков (например, воздуха и стекла), то часть его отражается, а часть преломляется и распространяется во второй среде. Устанавливая на пути отраженного и преломленного лучей анализатор (например, турмалин), убеждаемся в том, что отраженный и преломленный лучи частично поляризованы: при поворачивании анализатора вокруг лучей интенсивность света периодически усиливается и ослабевает (полного гашения не наблюдается!). Дальнейшие исследования показали, что в отраженном луче преобладают колебания, **перпендикулярные плоскости падения** (на рис. 31.14,а они обозначены точками), в преломленном - колебания, **параллельные плоскости падения** (изображены стрелками).

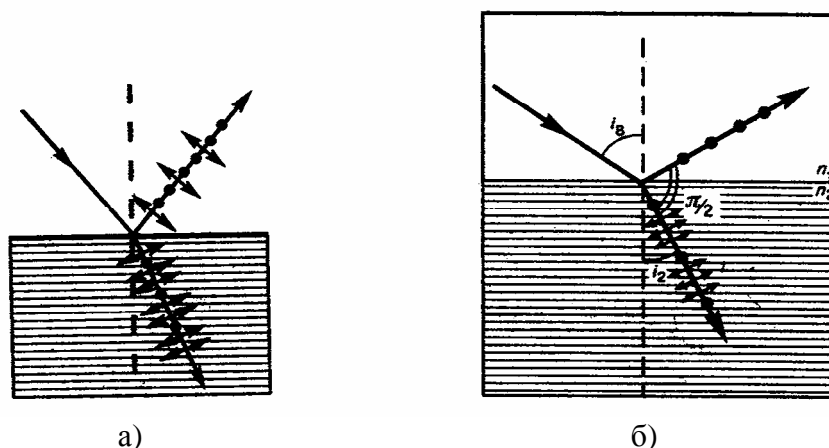


Рис. 31.14. Поляризация света при отражении и преломлении на границе раздела диэлектриков.

Степень поляризации (степень выделения световых волн с определенной ориентацией электрического (и магнитного) вектора) зависит от угла падения лучей и показателя преломления. Шотландский физик Д. Брюстер (1781—1868) установил закон, согласно которому при угле падения i_B (угол Брюстера), определяемого соотношением

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21} \quad (31.12)$$

(n_{21} - показатель преломления второй среды относительно первой), *отраженный луч является плоскополяризованным* (содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения) (рис. 31.14,б). *Преломленный же луч при угле падения i_B поляризуется максимально, но не полностью.*

Следствие:

Если свет падает на границу раздела под углом Брюстера, то отраженный и преломленный лучи *взаимно перпендикулярны* ($\operatorname{tg} i_B = \frac{\sin i_B}{\cos i_B}$, $n_{21} = \frac{\sin i_B}{\sin i_2}$ (i_2 - угол преломления), откуда $\cos i_B = \sin i_2$). Следовательно, $i_B + i_2 = \pi/2$, но $i'_B = i_B$ (закон отражения), поэтому $i'_B + i_2 = \frac{\pi}{2}$.

Степень поляризации отраженного и преломленного света при различных углах падения можно рассчитать из уравнений Максвелла, если учесть граничные условия

для электромагнитного поля на границе раздела двух изотропных диэлектриков (**так называемые формулы Френеля**).

Степень поляризации преломленного света может быть значительно повышена (многократным преломлением при условии падения света каждый раз на границу раздела под углом Брюстера). Если, например, для стекла ($n = 1,53$) степень поляризации преломленного луча составляет ~15%, то после преломления на 8 - 10 наложенных друг на друга стеклянных пластинок вышедший из такой системы свет будет практически полностью поляризованным. Такая совокупность пластинок называется **стопой** и, возможно впервые, была продемонстрирована **Александром Григорьевичем Столетовым** в 70-ых годах XIX века. Стопа может служить для анализа поляризованного света как при его отражении, так и при его преломлении.