

Российский государственный университет
нефти и газа им.И.М.Губкина

Учебно-научный центр
довузовской подготовки

Центр дистанционного обучения

Кафедра физики

А. Черноуцан

профессор кафедры физики
заместитель главного редактора журнала « КВАНТ »

ФИЗИКА

**Учебно-справочное пособие
для старшеклассников и абитуриентов**

Оглавление

Глава 5. Оптика и теория относительности	124
§ 1. Геометрическая оптика	124
§ 2. Основы волновой оптики	131
§ 3. Элементы теории относительности	135

Глава 5. Оптика и теория относительности

Оптика занимается изучением электромагнитного излучения оптического (светового) диапазона (см. стр. 132), явлений, возникающих при его распространении и взаимодействии с веществом.

§ 1. Геометрическая оптика

Геометрическая оптика отвлекается от волнового характера и от поляризации светового излучения, оперируя понятиями *свето-*

вых лучей, указывающих направление распространения световой энергии, и узких световых пучков, образованных этими лучами. Основные законы геометрической оптики: независимости световых пучков, прямолинейного распространения, отражения и преломления света. Законы геометрической оптики верны до тех пор, пока можно пренебречь явлениями интерференции и дифракции, которые мы рассмотрим в следующем параграфе.

Принцип независимости световых пучков: энергия в каждом пучке распространяется независимо от других пучков; освещенность поверхности равна сумме освещенностей, создаваемых отдельными пучками.

Закон прямолинейного распространения света утверждает, что в однородной среде или в вакууме свет распространяется прямолинейно, т.е. луч света представляет собой прямую линию.

► **Изображение.** Важное значение в геометрической оптике имеет понятие *изображения*: изображением точечного источника называют точку, в которой пересекаются лучи от этого источника после прохождения ими оптической системы. Если прошедшие лучи образуют сходящийся пучок, то изображение называют *действительным*; если же лучи расходятся из воображаемой точки, лежащей за оптической системой (по отношению к наблюдателю), то изображение называют *мнимым*.

► **Отражение и преломление.** При падении света на границу раздела двух сред часть света (а иногда весь свет) отражается обратно в первую среду. Если вторая среда прозрачна, то часть света проходит во вторую среду, изменяя направление луча, т.е. происходит преломление света (рис. 75). Угол α_1 между падающим лучом и перпендикуляром к границе раздела двух сред, восстановленным в точке падения, называют *углом падения* (плоскость, проведенную через эти две прямые, называют *плоскостью падения*). Точно так же определяют *угол отражения* γ и *угол преломления* α_2 .

► **Закон отражения света.** *Закон отражения света* утверждает, что отраженный луч лежит в плоскости падения, и угол отражения равен углу падения ($\gamma = \alpha_1$). Опираясь на этот закон, можно убедиться в том, что плоская отражающая поверхность (т.е. плоское зеркало) формирует мнимое изображение светящейся точки, расположенное симметрично самой точке относительно зеркала (рис. 76). *Изображение предмета в плоском зеркале* равно по размерам самому предмету.

Вопрос. Луч падает на зеркало. С какой угловой скоростью будет поворачи-

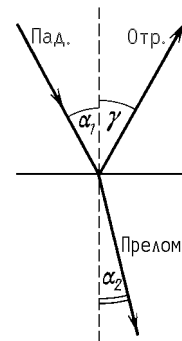


Рис. 75

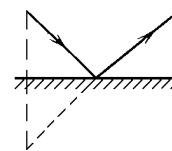


Рис. 76

ваться отраженный луч, если зеркало начать поворачивать с угловой скоростью ω относительно оси, перпендикулярной к плоскости падения?

Ответ. С угловой скоростью 2ω . Падающий луч неподвижен, перпендикуляр к зеркалу поворачивается со скоростью ω , значит, с такой же скоростью изменяются как угол падения, так и угол отражения. Сумма этих двух углов, которая есть угол между падающим и отраженным лучами, изменяется со скоростью 2ω .

► **Закон преломления света.** Закон преломления света утверждает, что преломленный луч лежит в плоскости падения, и отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина, постоянная для данных двух сред; ее называют *относительным показателем преломления* второй среды относительно первой:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = n.$$

Относительный показатель преломления равен отношению абсолютного показателя преломления второй среды к абсолютному показателю преломления первой среды $n = n_2/n_1$, откуда получаем

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (1)$$

где абсолютный показатель преломления равен, по определению, показателю преломления среды относительно вакуума. Среду с большим показателем преломления называют оптически более плотной.

Абсолютный показатель преломления (или просто показатель преломления) среды равен отношению скорости света в вакууме к скорости света в среде:

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

Абсолютный показатель преломления любой среды больше единицы; он зависит как от состояния вещества, так и от длины волны падающего света (для красного света он меньше, чем для фиолетового).

Пример 1. Хорошо известно, что все предметы на дне неглубокого водоема при рассмотрении сверху через прозрачную незамутненную воду кажутся ближе, чем

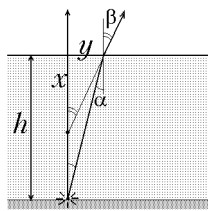


Рис. 77

на самом деле. Покажем, что *плоская преломляющая поверхность* формирует мнимое изображение предмета. Рассмотрим источник, находящийся в воде на глубине h , и найдем точку пересечения двух лучей: одного, идущего вдоль перпендикуляра к поверхности, и второго, идущего под малым углом α к этому перпендикуляру (рис. 77), после их преломления. Угол преломления для второго луча β найдем из закона преломления: $\sin \beta = n \sin \alpha$, или, учитывая малость углов, $\beta = n\alpha$. Глубину x , на которой пересекаются лучи, свяжем с глубиной h , выразив из двух разных треугольников расстояние y между точками выхода лучей из воды: $htg\alpha = xtg\beta$, или, опять же с учетом малости углов, $x = h\alpha/\beta = h/n$. Так

как положение точки пересечения оказался не зависящим от α , то в этой точке формируется изображение источника. Показатель преломления воды равен $n \approx 1,3$, т.е. кажущаяся глубина водоема примерно на 25% меньше действительной. Если, наоборот, рассматривать из-под воды предмет, находящийся в воздухе, то он будет казаться дальше, чем на самом деле (убедитесь в этом сами). Отметим, что (в отличие от изображения в зеркале) изображение формируется только *узким пучком лучей*, идущих под малыми углами (при рассматривании глазом это условие, конечно же, выполняется).

Пример 2. Закон преломления света, записанный в форме

$$n \sin \alpha = \text{const}$$

(см. (1)), позволяет дать качественное объяснение появлению *миражей* над раскаленной поверхностью дороги или пустыни. Показатель преломления воздуха зависит от его плотности — где больше плотность, там больше и показатель преломления. Так как давление воздуха постоянно, то его плотность около раскаленной поверхности меньше, чем в верхних слоях (вспомните уравнение состояния газа $p = \rho RT/M$). Предположим, что луч света падает полого (т.е. под углом почти 90°) на поверхность. По мере приближения к поверхности n уменьшается, α возрастает, и при некотором n направление луча станет горизонтальным, после чего он начнет удаляться от поверхности. Для наблюдателя такое поведение лучей будет неотличимо от обычного отражения от воображаемой водной поверхности.

► **Принцип Гюйгенса.** Законы отражения и преломления могут быть выведены из *принципа Гюйгенса*, справедливого для волн любой природы: а) каждая точка волнового фронта является источником вторичных волн; б) чтобы найти новый фронт волны, надо построить огибающую вторичных волн. Рисунки 78 а,б поясняют вывод законов отражения и преломления. AC — фронт

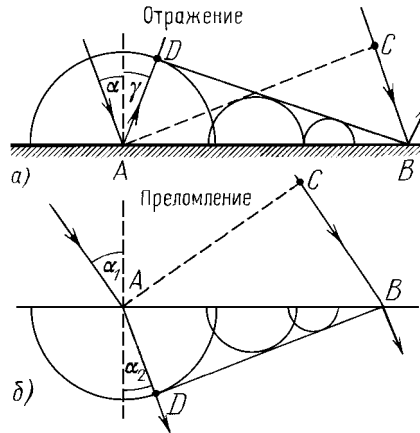


Рис. 78

падающей волны, BD — фронт прошедшей (отраженной или преломленной) волны; в случае отражения $CB = AD$, и $\gamma = \alpha$; в случае преломления $CB = v_1 \Delta t$, $AD = v_2 \Delta t = (v_1/n) \Delta t$, т.е. $\sin \alpha_1$ в n раз больше, чем $\sin \alpha_2$ (закон преломления).

► **Полное внутреннее отражение.** Пусть $n = n_2/n_1 > 1$. Тогда $\sin \alpha_2 = (\sin \alpha_1)/n$ изменяется в пределах от 0 (при $\alpha_1 = 0$ — нормальное падение луча) до $1/n$ (при $\alpha_1 = 90^\circ$ — скользящий луч). Рассмотрим теперь лучи, падающие на границу раздела из среды 2 (рис. 79). Если $0 \leq \sin \alpha_2 \leq 1/n$ (луч 1), то ему соответствует какой-то преломленный луч в среде 1 (и слабый отраженный

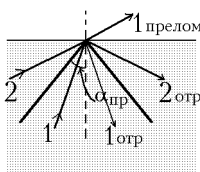


Рис. 79

луч в среде 2); при $\sin \alpha_2 = 1/n$ преломленный луч выходит под максимально возможным углом 90° ($\sin \alpha_1 = n \sin \alpha_2 = 1$). Если же $\sin \alpha_2 > 1/n$ (луч 2), то преломленный луч отсутствует: происходит *полное отражение* луча от границы раздела. Итак, полное отражение происходит при падении луча из оптически более плотной среды под углом, бóльшим *предельного угла* полного отражения ($\alpha > \alpha_{\text{пр}}$), определяемого условием:

$$\sin \alpha_{\text{пр}} = \frac{1}{n}$$

($n = n_2/n_1 > 1$ — относительный показатель преломления).

Пример 3. В поле зрения водолаза, который с глубины h рассматривает плоскую поверхность воды, будет светлый круг радиусом $R = htg \alpha_{\text{пр}}$ и зеркальная поверхность вне этого круга, в которой он будет видеть отраженными удаленные участки дна (рис 80). Светлый круг возникает потому, что световые лучи,

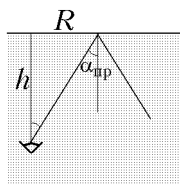


Рис. 80

падающие из воздуха на точку поверхности воды под всевозможными углами, в воде распространяются внутри конуса с углом полураствора $\alpha_{\text{пр}}$. Изображение близких участков дна, отраженных внутренней частью круга, будет для водолаза сильно ослабленным, так как большая часть световой энергии выйдет наружу (угол падения меньше $\alpha_{\text{пр}}$). Кроме того, это слабое отражение будет теряться на фоне светового потока, идущего к водолазу снаружи. Наоборот, удаленные участки дна, отраженные поверхностью вне круга, будут видны водолазу отчетливо, как в зеркале, так как при отражении выполняется условие полного внутреннего отражения (угол падения больше $\alpha_{\text{пр}}$).

Явление полного отражения объясняет использование прямоугольной *призмы* для поворота лучей на 90° (рис. 81 а), на 180° (рис. 81 б) и для изменения порядка лучей (рис. 81 в). Для стекла $n = 1,5$, и предельный угол полного отражения меньше 45° .

Если лучи света не испытывают полного отражения на внутренней поверхности призмы (рис. 81 г), то они испытывают отклонение на угол θ в направлении от вершины; угол θ зависит от показателя преломления n (чем больше n , тем больше θ).

► **Линзы.** Линзой называют прозрачное тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями. Мы будем рассматривать только *тонкую линзу*, толщина которой мала по сравнению с радиусами кривизны поверхностей. Прямую AA_1 , проведенную через центры сферических поверхностей, называют *главной оптической*

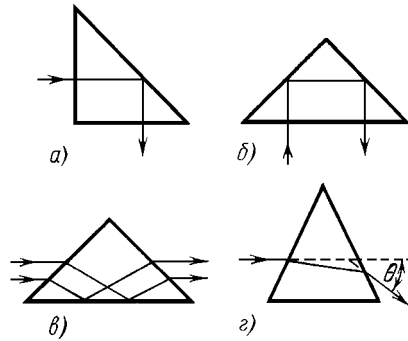


Рис. 81

осью линзы (рис. 82); пересечение этой оси с тонкой линзой рассматривают как одну точку и называют *оптическим центром линзы*. Любая прямая, проведенная через оптический центр под углом к главной оси, называется *побочной оптической осью*.

Возле оптического центра поверхности линзы параллельны друг другу, и любой луч, проходя через это место линзы, не испытывает отклонения. Луч же, прошедший через любое другое место линзы, изменяет свое направление. Главное свойство линзы — то, что она создает изображение источников света. Более точно — лучи, испущенные точечным источником под малыми углами к главной оптической оси, после преломления в линзе собираются в одну точку. Изображение создается любой частью линзы.

Рассмотрим пучок лучей, падающих на линзу параллельно главной оптической оси. Если оптический центр находится в самом толстом месте линзы (рис. 82 а), то лучи отклоняются в сторону главной оси и собираются в точку на этой оси. Такую линзу

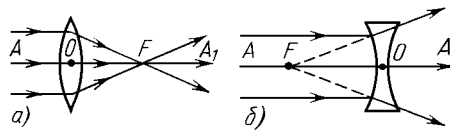


Рис. 82

называют *собирающей*, а точку пересечения F называют *главным фокусом линзы*. Если же оптический центр находится, наоборот, в самом тонком месте линзы (рис. 82 б), то преломленные лучи расходятся от главной оптической оси. Такую линзу называют *рассеивающей*, а точку пересечения преломненных лучей, точнее, их продолжений назад, за линзу, также называют *главным фокусом* (иногда говорят — *мнимый фокус*). Другой главный фокус расположен по другую сторону от линзы на таком же расстоянии от нее (если среда с двух сторон от линзы одна и та же). Расстояние от фокуса до линзы называют *фокусным расстоянием* и обозначают

буквой F . Величину, обратную фокусному расстоянию, называют *оптической силой линзы*: $D = 1/F$. Если F выразить в метрах, то D окажется выраженной в *диоптриях* (дптр). Для собирающей линзы оптическая сила линзы положительна, для рассеивающей — отрицательна.

Пучок параллельных лучей, падающих под малым углом к главной оптической оси, собирается после преломления в точке C_1 , находящейся в *фокальной плоскости линзы*, т.е. в плоскости, проведенной через главный фокус (для собирающей линзы — рис. 83 а, для рассеивающей — рис. 83 б) перпендикулярно к главной оси. Найти эту точку можно, выбрав из пучка луч CO , проходящий без преломления через оптический центр линзы, и построив его пересечение с фокальной плоскостью.

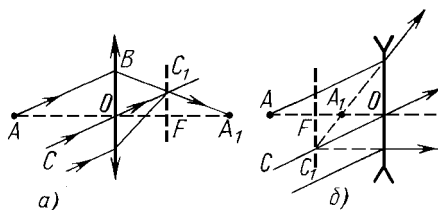


Рис. 83

► **Построение изображений.** Чтобы *построить изображение точки*, лежащей в стороне от оптической оси, можно использовать любые два из трех «удобных» лучей (рис. 84), ход которых после преломления известен: а) луч, проходящий через оптический центр линзы, б) луч, падающий параллельно главной оси, в) луч, проходящий через фокус линзы, который пойдет после преломления параллельно главной оси (это следует из обратимости лучей).

Чтобы построить изображение точки A , лежащей на главной оси, выбирают произвольный луч AB и рассматривают его совместно с дополнительным лучом CO , проведенным параллельно лучу AB через оптический центр линзы (см. рис. 83). После преломления эти лучи пересекаются в точке C_1 , лежащей в фокальной плоскости, что позволяет получить изображение A_1 точки A .

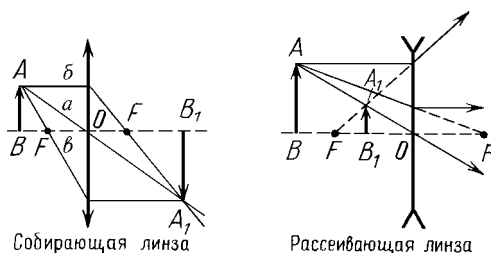


Рис. 84

► **Формула линзы.** Для аналитических расчетов используют *формулу линзы*, связывающую между собой расстояние от источника до линзы d и расстояние от изображения до линзы f :

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}. \quad (2)$$

Как уже отмечалось, величина F выбирается положительной в случае собирающей линзы (действительный фокус) и отрицательной в случае рассеивающей линзы (мнимый фокус). Аналогично, $f > 0$ в случае *действительного изображения* и $f < 0$ в случае *мнимого изображения*. Величина d тоже может быть отрицательной, что соответствует «мнимому источнику», т.е. падению на линзу сходящегося пучка лучей, пересекающихся за линзой.

► **Увеличение линзы.** *Увеличением* линзы Γ называют отношение линейных размеров изображения к линейным размерам предмета. Из подобия треугольников ABO и A_1B_1O (см. рис. 84) следует, что для поперечных размеров увеличение дается выражением

$$\Gamma = \frac{|A_1B_1|}{|AB|} = \left| \frac{f}{d} \right|. \quad (3)$$

Из формулы линзы (2) с учетом (3) следует, что в случае действительного предмета ($d > 0$) возможны следующие случаи.

С л у ч а й 1. Рассеивающая линза всегда дает мнимое и уменьшенное ($\Gamma < 1$) изображение предмета (очки для близоруких).

С л у ч а й 2. Собирающая линза формирует мнимое изображение предмета в том случае, если $d < F$; однако в отличие от рассеивающей линзы, изображение получается увеличенным ($\Gamma > 1$). Этот случай реализуется при использовании *лупы*.

С л у ч а й 3. Если предмет расположен за фокусом ($d > F$), то изображение получается действительным; если $d < 2F$, то изображение на экране получается увеличенным (*проекторный аппарат*); в случае $d > 2F$ формируется уменьшенное изображение предмета (*фотоаппарат*).

§ 2. Основы волновой оптики

► **Дисперсия.** Измерения скорости света в различных прозрачных средах показали, что она всегда меньше скорости света в вакууме. Кроме того, в отличие от скорости в вакууме, скорость распространения электромагнитных волн в веществе зависит от длины волны; это явление называют *дисперсией*. Для световых волн длина волны связана с цветом, а скорость волны — с показателем преломления; поэтому дисперсия света проявляется в зависимости

показателя преломления от цвета. Впервые это явление исследовал Ньютон; пропустив узкий пучок белого света через призму, он обнаружил, что пучок развернулся в полоску со всеми цветами: от фиолетового (наибольшее преломление) до красного. Белый свет представляет собой смесь световых волн всех цветов; окраска предметов определяется не излучением соответствующих волн самими предметами (при комнатной температуре излучение световых волн ничтожно мало), а тем, что освещенное белым светом тело по-разному поглощает свет различной частоты.

Отметим важное свойство монохроматической (имеющей определенную частоту ν) световой волны: при переходе из вакуума в среду частота ν не меняется, а длина волны $\lambda = v/\nu$, как и скорость волны, уменьшается в n раз.

► **Спектральный анализ.** Важную информацию о внутреннем строении вещества можно получить, исследуя спектральный состав излучаемых им электромагнитных волн. Спектры веществ условно делят на три типа: твердые и жидкие вещества имеют непрерывные (*сплошные*) спектры, разреженные молекулярные газы — *полосатые* спектры и разреженные атомные газы — *линейчатые* спектры. Длины волн линейчатого спектра какого-либо вещества зависят только от свойств атомов этого вещества, но не зависят от способа возбуждения свечения атомов. Спектральный анализ — определение химического состава вещества по его спектру; для этого спектральные линии исследуемого вещества сравнивают с таблицами спектров атомов.

► **Шкала электромагнитных волн.** Шкала электромагнитных волн условно делится на следующие области (по длине волны): а) низкочастотное излучение, б) радиоволны ($0,05 \text{ м} \div 10^5 \text{ м}$), в) оптический диапазон: *инфракрасные лучи* ($770 \text{ нм} \div 0,05 \text{ мм}$), *видимый свет* ($380 \text{ нм} \div 770 \text{ нм}$), *ультрафиолетовые лучи* ($10 \text{ нм} \div 380 \text{ нм}$), г) рентгеновские лучи ($0,01 \text{ нм} \div 100 \text{ нм}$) и д) γ -излучение ($< 0,1 \text{ нм}$). Качественное различие между разными участками шкалы состоит в способах возбуждения и регистрации волн; кроме того, при увеличении частоты (особенно при переходе к рентгеновским лучам и γ -излучению) все более отчетливо проявляются корпускулярные свойства излучения.

► **Интерференция света.** Наложение двух (или нескольких) волн, при котором образуется устойчивое перераспределение в пространстве энергии результирующих колебаний, называют *интерференцией*. Это возможно только при условии, что источники волн являются *когерентными*, т.е. имеют одинаковую частоту и постоянную разность фаз. Сами волны тоже называют когерентными.

При сложении двух когерентных волн амплитуда в данной точке пространства будет максимальной, если колебания происходят синхронно, т.е. разность их фаз равна нулю или целому кратному 2π : $\Delta\psi = 2m\pi$. Если колебания происходят в противофазе, т.е. $\Delta\psi = (2m + 1)\pi$, то результирующая амплитуда будет минимальной. Фаза волны ψ в данной точке пространства определяется тем, сколько длин волн укладывается на пути света от источника к данной точке: на каждой длине волны запаздывание по фазе по отношению к источнику увеличивается на 2π (см. стр. 0).

Если распространение световой волны от источника к точке наблюдения происходит в среде с показателем преломления n , то для подсчета отставания по фазе вводят *оптическую длину пути*, равную $l_{\text{опт}} = nl$, где l — расстояние, которое проходит свет в среде. Отставание по фазе на этом участке выражается через отношение $l_{\text{опт}}$ к длине волны λ_0 данного света в вакууме: $\Delta\psi = 2\pi l/\lambda = 2\pi nl/\lambda_0 = 2\pi l_{\text{опт}}/\lambda_0$. Если свет к точке наблюдения проходит участки с разными показателями преломления, то надо вычислить общую оптическую длину пути.

Два независимых источника света не могут создать интерференционную картину. Дело в том, что исходящий от них свет состоит из множества волн, испущенных различными атомами в случайные моменты времени (исключение составляют лазеры). Пропустив свет через фильтр, можно обеспечить примерное равенство частот (остальные частоты фильтр поглощает), но постоянную разность фаз мы не получим. Поэтому для наблюдения оптической интерференции обеспечивают наложение двух волн, испущенных одним источником света, но пришедших к месту интерференции различными путями. Если разность оптических длин пути этих волн Δ (ее называют *оптической разностью хода*) равна целому кратному λ_0 , то в этой точке будет максимум интерференции (условие максимума $\Delta = m\lambda_0$); условие минимума интерференции имеет вид $\Delta = (m + 1/2)\lambda_0$.

► **Интерференция в тонких пленках.** Пример — интерференция волн, отраженных от двух поверхностей *тонкой пленки* или тонкого воздушного промежутка. Оптическая разность хода и разность фаз зависят от толщины пленки или промежутка; для нормального падения света оптическая разность хода равняется $\Delta = 2dn + \lambda_0/2$ (половина длины волны добавлена, чтобы учесть, что при отражении от оптически более плотной среды фаза волны меняется на π — колебания в отраженной волне происходят в противофазе с падающей). Если толщина меняется, то светлые полосы чередуются с темными. Примером таких полос являются *кольца Ньютона*, возникающие при наблюдении в отраженном свете промежутка между плоской стеклянной пластинкой и лежащей на ней сферической линзой.

Вопрос. Что будет наблюдаться в центре колец Ньютона — темное или светлое пятно?

Ответ. Темное, за счет изменения фазы на π при отражении от границы воздух-стекло.

Тонкие пленки находят различные применения в технике. Наблюдая интерференцию на тонком промежутке между изучаемой поверхностью и очень гладкой эталонной пластинкой, получают информацию о качестве обработки этой поверхности. Покрывая поверхность оптических стекол (линз, призм) тонкой пленкой такой толщины, чтобы отражение заданных длин волн было наименьшим, получают *просветление оптики*.

► **Дифракция света.** Отклонение от прямолинейного распространения волн, огибание волнами препятствий называют *дифракцией*. Дифракция, как и интерференция, присуща любому волновому процессу. Количественную теорию дифракции света построил Френель, который расширил принцип Гюйгенса (см. рис. 78), сформулировав следующее правило: амплитуда волны в произвольной точке пространства представляет собой результат интерференции вторичных волн от воображаемых точечных источников, расположенных на волновом фронте в любой предыдущий момент времени (*принцип Гюйгенса — Френеля*). Дифракция оказывается существенной при размерах отверстий или препятствий, сравнимых с длиной волны. Например, тень от маленького диска содержит светлое пятно в центре, а вокруг видны темные и светлые окружности. Свет, пропущенный через маленькое отверстие, также дает на экране систему концентрических кругов, причем размеры картинки могут заметно превышать размеры отверстия (лучи расходятся).

► **Дифракционная решетка.** На явлении дифракции основано действие *дифракционной решетки*, которая представляет собой большое количество щелей, расположенных на одинаковом расстоянии d друг от друга (это расстояние называют *постоянной решетки*). На решетку падает нормально плоская волна, за решеткой ставят линзу, а в фокальной плоскости линзы располагают экран. Каждая щель представляет собой вторичный источник волн; лучи, идущие под углом φ к нормали, собираются линзой в одну точку на экране (рис. 85). Если разность хода между соседними щелями, равная $d \sin \varphi$, кратна длине волны λ , то все волны усиливают друг друга, и на экране возникает максимум:

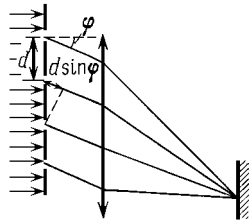


Рис. 85

$$d \sin \varphi = m \lambda$$

(*условие главного максимума* порядка m для длины волны λ). Если

угол φ чуть-чуть изменить, то условие взаимного усиления всех N щелей нарушится, и максимум исчезнет. Чем больше щелей N содержит решетка, тем более узкими являются главные максимумы. Положение этих узких максимумов зависит от λ , следовательно решетка — хороший *спектральный прибор*: если падающий свет содержит две близкие спектральные линии, то на экране можно увидеть два соответствующих им узких максимума (если N велико, то они не сливаются).

► **Поперечность электромагнитных волн. Поляризация света.** Световые волны являются поперечными: колебания векторов \vec{E} и \vec{B} происходят в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Кроме того, в электромагнитной волне \vec{E} и \vec{B} перпендикулярны друг другу.

С поперечностью световых волн связано явление *поляризации*. В естественном свете колебания векторов \vec{E} и \vec{B} происходят по всем направлениям, перпендикулярным направлению распространения волны (неполяризованный свет). Однако после прохождения через определенные вещества (например, турмалин) волна оказывается плоскополяризованной, т.е. колебания \vec{E} (и \vec{B}) происходят в некотором выделенном направлении. Такие устройства называют *поляризаторами*; поляризатор пропускает волны, в которых колебания вектора \vec{E} лежат в некоторой определенной плоскости, и задерживает волны с перпендикулярной поляризацией. Для проверки того, что свет является поляризованным, после первого поляризатора устанавливают второй. Поворачивая ось второго поляризатора, обнаруживают, что при угле между осями поляризаторов, равном 90° , свет через второй поляризатор не проходит.

§ 3. Теория относительности

► **Постулаты СТО.** *Специальная теория относительности Эйнштейна* (СТО) опирается на два постулата:

Первый постулат (принцип относительности Эйнштейна): все физические законы — как механические, так и электромагнитные — имеют одинаковый вид во всех инерциальных системах отсчета (ИСО). Иными словами, никакими опытами нельзя выделить какую-то одну систему отсчета и назвать именно ее покоящейся. Этот постулат является расширением принципа относительности Галилея на электромагнитные процессы.

Второй постулат Эйнштейна: скорость света в вакууме одинакова для всех ИСО и равна $c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с. Этот постулат содержит два утверждения: а) скорость света не зависит от скорости источника и б) скорость света не зависит от того, в какой ИСО

находится наблюдатель с приборами, т.е. не зависит от скорости приемника.

Постоянство скорости света и независимость ее от движения источника следуют из уравнений электромагнитного поля Максвелла. Казалось очевидным, что такое утверждение может быть верным только в одной системе отсчета. С точки зрения классических представлений о пространстве-времени, любой другой наблюдатель, двигаясь со скоростью v , должен для встречного луча получить скорость $c+v$, а для испущенного вперед луча — скорость $c-v$. Такой результат означал бы, что уравнения Максвелла выполняются только в одной ИСО, заполненной неподвижным («эфиром»), относительно которого и распространяются световые волны. Однако попытка обнаружить изменение скорости света, связанное с движением Земли относительно эфира, дала отрицательный результат (опыт Майкельсона — Морли). Эйнштейн предположил, что уравнения Максвелла, как и все законы физики, имеют один и тот же вид во всех ИСО, т.е. что скорость света в любой ИСО равна c (второй постулат). Это предположение привело к пересмотру основных представлений о пространстве-времени.

► Следствия постулатов СТО.

1. Относительность одновременности. Два события, происходящие в одной ИСО одновременно, но в разных точках пространства, могут быть не одновременными в другой ИСО.

Продemonстрируем, как постулаты СТО приводят к нарушению абсолютного характера понятия одновременности. Предположим, что наблюдатель A находится на длинной неподвижной платформе, наблюдатель B находится в длинном экспрессе, который движется по соседнему пути вправо (см. рис. 86), а наблюдатель C — в другом экспрессе, который движется влево. Каждый наблюдатель имеет множество помощников, которые могут производить измерения с помощью синхронизированных между собой часов. Точно в середине платформы производится вспышка света, и все наблюдатели засекают время двух

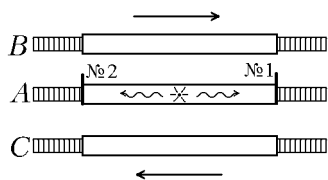


Рис. 86

событий: прихода луча света на детектор №1, расположенный на правом конце платформы, и прихода луча света на детектор №2, расположенный на ее левом конце. Для наблюдателя A детекторы неподвижны, и события №1 и №2 происходят одновременно. С точки зрения наблюдателя B свет распространяется вправо и влево с одинаковой скоростью c (второй постулат СТО), но правый детектор движется в сторону источника (навстречу лучу), а левый — удаляется от источника. Поэтому для наблюдателя B событие №1 происходит раньше, чем событие №2. Рассуждая аналогично, можно убедиться, что с точки зрения наблюдателя C раньше происходит событие №2.

2. Относительность расстояний (сокращение длины).

Длина стежня l_0 , измеренная в ИСО, относительно которой он покоится, больше его длины l , измеренной в ИСО, относительно которой

он движется в продольном направлении со скоростью v :

$$l = l_0 \sqrt{1 - (v/c)^2}.$$

Отметим, что для измерения длины движущегося стержня надо произвести одновременное измерение координат его концов.

3. Релятивистский закон сложения скоростей. Пусть система отсчета K_2 движется относительно системы отсчета K_1 со скоростью v так, что оси X этих систем все время совпадают, а оси Y и Z остаются соответственно параллельными. Рассмотрим частицу, скорость которой параллельна оси X . Если скорость частицы относительно K_2 равна v_2 , то ее скорость относительно K_1 равна

$$v_1 = \frac{v + v_2}{1 + (vv_2/c^2)}.$$

Важное свойство этой формулы состоит в том, что если v и v_2 меньше c , то и v_1 будет меньше c . Например, если мы разгоним частицу до $v = 0,9c$, а затем, перейдя в ее систему отсчета, снова разгоним ее до $v_2 = 0,9c$, то результирующая скорость окажется не $1,8c$, а $(1,8c)/1,81 < c$. Видно, что превзойти скорость света не удастся. Скорость света является максимально возможной скоростью движения материи.

Остальные результаты относятся не к кинематике, а к *динамике СТО*.

4. Второй закон Ньютона и импульс в СТО. Второй закон Ньютона следует записывать в виде:

$$\vec{F} = \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t}, \quad (4)$$

но *импульс* частицы имеет более сложную зависимость от скорости:

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}.$$

(Величину $m_p = m/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ иногда называют (релятивистской) массой, зависящей от скорости, а m — массой покоя.) Из этих уравнений следует уже известное нам свойство: невозможность достичь скорости света. Действительно, при изменении v от нуля до c импульс меняется от нуля до бесконечности. Значит, какого бы значения не достиг импульс \vec{p} под действием силы \vec{F} , соответствующая скорость v будет меньше c .

5. Энергия релятивистской частицы. Энергия покоя.

Энергия релятивистской частицы имеет вид

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}. \quad (5)$$

В СТО остается верным основное соотношение между работой и энергией: работа силы (4) равна изменению энергии (5). Энергия и импульс любой частицы связаны простым соотношением $\vec{p} = E\vec{v}/c^2$, в которое не входит в явном виде масса частицы, и его можно применять к частицам нулевой массы — фотонам. Так как скорость фотона равна c , то связь между E и p имеет вид:

$$E = pc. \quad (6)$$

При $v = 0$ энергия частицы (5) равна энергии покоя $E_0 = mc^2$. Если $v \neq 0$, то к E_0 добавляется кинетическая энергия. При $v \ll c$

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = mc^2 + \frac{mv^2}{2} + \dots,$$

т.е. при малых скоростях кинетическая энергия имеет такой же вид, как и в ньютоновской механике. В этом проявляется принцип соответствия, верный для всех результатов СТО: при $v \ll c$ они должны переходить в результаты ньютоновской механики.

6. Взаимосвязь массы и энергии. Во взаимодействиях элементарных частиц энергия покоя, которая содержится в любой частице конечной массы, может переходить в другие виды энергии. Например, при аннигиляции электрона и позитрона их энергия покоя переходит в энергию световых квантов. Если кинетическая энергия частиц была мала, то полная энергия фотонов равна $2mc^2$, где m — масса электрона.

При изменении энергии любой покоящейся системы на ΔE_0 ее масса изменится на $\Delta m = \Delta E_0/c^2$. Новая инертная масса будет определять все динамические свойства системы, в том числе при малых скоростях, так как именно она входит в уравнение движения — второй закон Ньютона. Примеры: а) при нагревании тела его масса возрастает; б) масса ядра меньше суммы масс образующих его нуклонов, так как при разделении ядра на нуклоны надо совершить большую положительную работу против ядерных сил.

Связь между энергией покоя E_0 и массой

$$E_0 = mc^2 \quad (7)$$

называют *формулой Эйнштейна*.