

ДОПЛЕРА ЭФФЭКТ

Авторы: Н. С. Степанов

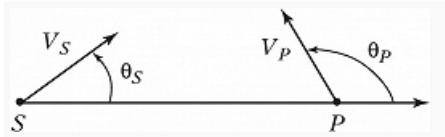


Схема расположения источника излучения S и наблюдателя P, движущихся со скоростями V_S и V_P под углами θ_S и θ_P соответственно.

ДОПЛЕРА ЭФФЭКТ, изменение частоты колебаний ω или длины волны λ , воспринимаемой наблюдателем при движении источника колебаний и наблюдателя относительно друг друга. Возникновение Д. э. проще всего объяснить на следующем примере. Пусть неподвижный источник в однородной среде без дисперсии испускает волны с периодом $T_0 = \lambda_0/v$, где λ_0 – длина волны, v – фазовая скорость волны в данной среде. Неподвижный наблюдатель будет принимать излучение с таким же периодом T_0 и той же длиной волны λ_0 . Если же источник S движется с

некоторой скоростью V_S в сторону наблюдателя P (приёмника), то длина принимаемой наблюдателем волны уменьшится на величину смещения источника за период T_0 , т. е. $\lambda = \lambda_0 - V_S T_0$, а частота ω соответственно увеличится: $\omega = \omega_0 / (1 - V_S/v)$. Принимаемая частота увеличивается, если источник неподвижен, а наблюдатель приближается к нему. При удалении источника от наблюдателя принимаемая частота уменьшается, что описывается той же формулой, но с изменённым знаком скорости.

В общем случае, когда и источник, и приёмник движутся относительно неподвижной среды с нерелятивистскими скоростями V_S и V_P под произвольными углами θ_S и θ_P (рис.), принимаемая частота равна: $\omega = \omega_0 \frac{1 - V_P \cos \theta_P / v}{1 - V_S \cos \theta_S / v}$. Макс. увеличение частоты происходит при движении источника и приёмника навстречу друг другу ($\theta_S = 0$, $\theta_P = \pi$), а уменьшение – при взаимном удалении источника и наблюдателя ($\theta_S = \pi$, $\theta_P = 0$). Если же источник и приёмник движутся с одинаковыми по величине и направлению скоростями, Д. э. отсутствует.

При скоростях движения, сравнимых со скоростью света c в вакууме, необходимо принять во внимание релятивистский эффект замедления времени (см. [Относительности теория](#)); в результате для неподвижного наблюдателя ($V_P = 0$) принимаемая частота излучения $\omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - (V_S/c) \cos \theta_S}$, где $\beta = V_S/c$. В этом случае смещение частоты имеет место и при $\theta_S = \pi/2$ (т. н. поперечный Д. э.). Для электромагнитных волн в вакууме в любой системе отсчёта $v = c$ и в формуле (2) под V_S нужно понимать относит. скорость источника.

В средах с дисперсией, когда фазовая скорость v зависит от частоты ω , соотношения (1), (2) могут допускать неск. значений ω для заданных ω_0 и V_S , т. е. в точку наблюдения под одним и тем же углом могут приходиться волны с разными частотами (т. н. сложный Д. э.). Дополнит. особенности возникают при движении источника со скоростью $V_S > v$, когда на поверхности конуса углов, удовлетворяющих условию $\cos \theta_S = v/V_S$, знаменатель в формуле (2) обращается в нуль, – имеет место т. н. аномальный Д. э. В этом случае внутри указанного конуса частота растёт с увеличением угла θ_S , тогда как при нормальном Д. э. под бóльшими углами θ_S излучаются меньшие частоты.

Разновидностью Д. э. является т. н. двойной Д. э. – смещение частоты волн при отражении их от движущихся тел, поскольку отражающий объект можно рассматривать сначала как приёмник, а затем как переизлучатель волн. Если ω_0 и v_0 – частота и фазовая скорость волны, падающей на плоскую границу, то частоты ω_i вторичных (отражённых и прошедших) волн, распространяющихся со скоростями v_i , определяются как
$$\omega_i = \omega_0 \frac{1 - (V/v_0)\cos\theta_0}{1 - (V/v_i)\cos\theta_i}, \tag{3}$$

где θ_0, θ_i – углы между волновым вектором соответствующей волны и нормальной составляющей скорости V движения отражающей поверхности. Формула (3) справедлива и в том случае, когда отражение происходит от движущейся границы изменения состояния макроскопически неподвижной среды (напр., волны ионизации в газе). Из неё следует, в частности, что при отражении от границы, движущейся навстречу волне, частота повышается, причём эффект тем больше, чем меньше разница скоростей границы и отражённой волны.

Для нестационарных сред изменение частоты распространяющихся волн может происходить даже для неподвижных излучателя и приёмника – т. н. параметрический эффект Доплера.

Д. э. назван в честь К. [Доплера](#), который впервые теоретически обосновал его в акустике и оптике (1842). Первое эксперим. подтверждение Д. э. в акустике относится к 1845. А. [Физо](#) (1848) ввёл понятие доплеровского смещения спектральных линий, которое было обнаружено позднее (1867) в спектрах некоторых звёзд и туманностей. Поперечный Д. э. был обнаружен американскими физиками Г. Айвсом и Д. Стилуэллом в 1938. Обобщение Д. э. на случай нестационарных сред принадлежит В. А. [Михельсону](#) (1899); на возможность сложного Д. э. в средах с дисперсией и аномального Д. э. при $V > v$ впервые указали В. Л. [Гинзбург](#) и И. М. [Франк](#) (1942).

Д. э. позволяет измерять скорости движения источников излучения и рассеивающих волны объектов и находит широкое практич. применение. В астрофизике Д. э. используется для определения скорости движения звёзд, а также скорости вращения небесных тел. Измерения доплеровского [красного смещения](#) линий в спектрах излучения удалённых галактик привели к выводу о расширяющейся Вселенной. Доплеровское [уширение спектральных линий](#) излучения атомов и ионов даёт способ измерения их темп-ры. В радио- и гидролокации Д. э. используется для измерения скорости движущихся целей, для определения их на фоне неподвижных отражателей и т. п.

Литература

Лит.: Франкфурт У. И., Френк А. М. Оптика движущихся тел. М., 1972; Угаров В. А. Специальная теория относительности. 2-е изд. М., 1977; Франк И. М. Эйнштейн и оптика // Успехи физических наук. 1979. Т. 129. Вып. 4; Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика: Дополнительные главы. 2-е изд. М., 1981; Ландсберг Г. С. Оптика. 6-е изд. М., 2003.