

ния. На О. р. от ионосферы существенно сказывается плазменный резонанс, к-рый возникает, когда частота радиоволн приближается к плазменной частоте электронов ионосферной плазмы. В области плазменного резонанса происходит взаимодействие падающей волны с собств. колебаниями ионосферы, что приводит к модификации коэф. О. р., резко усиливаются нелинейные эффекты. Нелинейное О. р. сопровождается дополнит. амплитудной и фазовой модуляцией, изменением *диаграммы направленности* отражённого пучка радиоволн, аномальным поглощением (см. *Распространение радиоволн*). Аналогичные эффекты могут иметь место при О. р. от лаб. плазмы, а также от плазменных оболочек, возникающих вокруг движущихся в атмосфере космич. объектов.

Лит.: Гинзбург В. Л., *Распространение электромагнитных волн в плазме*, 2 изд., М., 1967; Гуревич А. В., Шварцбург А. Б., *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере*, М., 1973; Радиолокационные методы исследования Земли, М., 1980; Яковлев О. И., *Распространение радиоволн в космосе*, М., 1985.

Н. А. Митяков, В. Ю. Трахтенгерц.

ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА — возникновение вторичных световых волн, распространяющихся от границы раздела двух сред «обратно» в первую среду, из к-рой первоначально падал свет. При этом по крайней мере первая среда должна быть прозрачна для падающего и отражаемого излучений. Несамосветящиеся тела становятся видимыми вследствие О. с. от их поверхностей.

Пространств. распределение интенсивности отражённого света зависит от соотношения между размерами неровностей h поверхности (границы раздела) и длиной волны λ падающего излучения. Если $h \ll \lambda$, то О. с. направленный, или *зеркальный*. Когда размеры неровностей $h \approx \lambda$ или превышают её (шероховатые, матовые поверхности) и расположение неровностей стохастическое, О. с. — *диффузный*. Возможно также смешанное О. с., при к-ром часть падающего излучения отражается зеркально, а часть диффузно. Если же неровности с размерами $\approx \lambda$ расположены к-л. регулярным образом, то распределение отражённого света имеет особый характер, близкий к наблюдаемому при О. с. от дифракц. решётки.

Зеркальное О. с. характеризуется связью положений падающего и отражённого лучей: 1) отражённый, преломлённый и падающий лучи и нормаль к плоскости падения компланарны; 2) угол падения равен углу отражения. Совместно с законом прямилинейного распространения света эти законы составляют основу *геометрической оптики*. Для понимания физ. особенностей, возникающих при О. с., таких, как изменение амплитуды, фазы, поляризации света, используется эл.-магн. теория света, в основе к-рой лежат ур-ния Максвелла. Они устанавливают связь параметров отражённого света с оптич. характеристиками вещества — оптич. постоянными n и k , составляющими комплексного показателя преломления $\tilde{n} = n - ik$; n — отношение скорости в вакууме к фазовой скорости волны в веществе, k — гл. безразмерный показатель поглощения. Параметры отражённого света могут быть получены из ур-ния волны, к-рое удовлетворяет решению ур-ний Максвелла:

$$E = E_0 \exp(-2\pi k z / \lambda) \exp[i\omega(t - nz/c)],$$

где E_0 — нач. амплитуда волны, распространяющейся в поглощающей среде, ω — круговая частота, λ — длина волны, z — направление распространения волны, t — время.

Величина k связана с натуральным показателем поглощения $\alpha = 4\pi k / \lambda$, к-рый обычно определяется из традиц. фотометрич. измерений (см. *Бугера—Ламберта—Бера закон*). Параметр k характеризует затухание амплитуды световой волны, к-рая при прохождении расстояния, равного $\lambda/2\pi k$, ослабляется в e раз.

Это расстояние может служить мерой глубины проникновения света в приграничный слой поглощающего вещества, где происходит формирование отражённой

волны. В слабо поглощающем веществе ($k < 0,1$) свет проникает на глубину порядка λ , а при сильном поглощении ($k \gg 0,1$) глубина проникновения намного меньше λ . При О. с. от границы с сильно поглощающим веществом эл.-магн. волна не может проникнуть в эту среду на значит. глубину, в результате чего поглощается только малая часть энергии и на малом участке пути, а большая часть отражается.

При падении световой волны по нормали к идеально плоской поверхности амплитуды отражённой и преломлённой световых волн могут быть получены из ур-ния волны в предположении непрерывности тангенциальных составляющих электрич. вектора при переходе из одной среды в другую. С учётом оптич. свойств границы раздела сред непосредственно получают связь между амплитудами волн падающей, отражённой и прошедшей. При нормальном падении света амплитудный коэф. отражения

$$r = \frac{\tilde{n}_2 - n_1}{\tilde{n}_2 + n_1},$$

где n_1 и \tilde{n}_2 — показатели преломления граничащих сред.

Энергетич. коэф. отражения, характеризующий мощность отражённой волны $R = |r|^2$, а для границы воздух — среда

$$R = \frac{(n_2 - 1)^2 + k_2^2}{(n_2 + 1)^2 + k_2^2}.$$

Для прозрачных диэлектриков ($k = 0$) величина R мала; напр., для границы воздух — стекло ($n_{\text{возд}} = 1,00$; $n_{\text{ст}} = 1,52$) $R = 0,04$. При нормальном падении света величина коэф. отражения не зависит от того, из какой среды, первой или второй, свет падает на границу раздела. При прохождении плоской стеклянной пластинки, к-рая имеет две границы, теряется 8% от падающей мощности светового пучка, т. е. коэф. пропускания прозрачной пластинки составляет 0,92. При распространении света через систему из m оптич. элементов (пластинок, призм, линз и т. д.) доля прошедшего света составляет $(1 - R)/(1 + (m + 1)R)$. Если показатели преломления двух сред близки ($n_1 \approx n_2$), то коэф. О. с. очень мал; напр., для границы стекло—вода ($n_{\text{воды}} = 1,33$) $R = 0,004$. По данным Рэлея, для границы стекло—стекло $R = 4 \cdot 10^{-5}$. На практике реализовать ситуацию $n_1 = n_2$ чрезвычайно трудно из-за переходных поверхностных слоёв на границе двух сред.

В далёких УФ- и ИК-областях, в к-рых диэлектрики характеризуются сильным поглощением ($k > 1$), коэф. О. с. достигает значений $R > 0,9$. В этих спектральных областях происходит резкое изменение дисперсии показателя преломления; напр., для ионных кристаллов значения n изменяются от 0,1 до 10. Вследствие аномальной дисперсии (к-рая всегда есть в области сильного изменения k) появляются две характерные точки пересечения кривых дисперсий граничащих сред, для к-рых $n_1 = n_2$, а показатель поглощения для одной из этих точек $k < 0,1$, а для другой $k > 1$. В результате и в спектре отражения наблюдается минимум в области малого поглощения ($k < 0,1$): напр., для кварцевого стекла вблизи оси. полосы поглощения $\lambda = 9$ мкм величина $R = 0,00006$; для $k > 1$ $R = 0,75$. На рис. 1 (вверху) изображены дисперсионные кривые $n(\lambda)$ для двух «первых» оптич. прозрачных сред — воздуха ($n_{1в} = 1$) и алмаза ($n_{1а}$) и для второй среды n_2 в окрестности её полосы поглощения $\lambda_2(\lambda)$. Для воздуха и второй среды при равенстве $n_{1в} \approx n_2$ (точки 1 и 2) наблюдается минимум в спектре отражения (рис. 1, внизу), когда $k_2 < 0,1$ на длине волны λ_1 . Для алмаза и второй среды при равенстве $n_{1а} \approx n_2$ (точки 3 и 4) минимум в спектре отражения наблюдается на длине волны λ_4 тоже при малом поглощении ($k_2 < 0,1$).

При О. с. происходит сдвиг фаз δ между амплитудами падающей и отражённой волн. Если свет падает по нормали из воздуха на поверхность прозрачного ди-