

координат (ось k -рой совпадает с гл. направлениями) распадается на два квадратных ур-ния

$$n^2 - \varepsilon_{\perp} = 0; \quad \frac{n_z^2}{\varepsilon_{\perp}} - \frac{n_x^2 + n_y^2}{\varepsilon_{\parallel}} = 1.$$

В таких кристаллах в каждом направлении могут распространяться две волны: обыкновенная с показателем преломления n_o , не зависящим от направления (откуда и название), и необыкновенная с показателем преломления n_e , зависящим от угла наклона θ вектора волновой нормали N к оси симметрии высшего порядка $1/n_e^2 = \sin^2\theta/\varepsilon_{\parallel} + \cos^2\theta/\varepsilon_{\perp}$. В направлении $\theta=0$ показатели преломления обеих волн совпадают, и в кристалле, как и в изотропном теле, распространяется одна волна; такое направление наз. оптической осью, а кристаллы гексагональной, тригональной и тетрагональной сингоний — одноосными. Поляризация волны, распространяющейся в направлении оптич. оси, может быть произвольной.

Разность показателей преломления волн с одним и тем же направлением волнового вектора, если считать гл. двупреломление $\sqrt{\varepsilon_{\perp}} - \sqrt{\varepsilon_{\parallel}} = n_o - n_e$ малым, определяется приближённой формулой $n' - n_o = (n_e - n_o) \sin^2 \theta$.

Направление колебаний в обыкновенной волне перпендикулярно плоскости, содержащей оптич. ось и волновой вектор (плоскости гл. сечения). Направление колебаний в необыкновенной волне лежит в плоскости гл. сечения. Вектор потока энергии обыкновенной волны совпадает по направлению с вектором волновой нормали, а необыкновенной волны — лежит

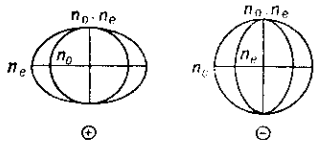


Рис. 2. Сечение поверхности волновых векторов одноосных кристаллов.

в плоскости гл. сечения. Поверхность волновых нормалей в одноосных кристаллах распадается на две поверхности: сферу для обыкновенной волны и эллипсоид вращения для необыкновенной. Обе поверхности касаются друг друга в двух точках, лежащих на оптич. оси. Если $n_o < n_e$ ($v_o > v_e$), кристаллы наз. положительными, если $n_o > n_e$ ($v_o < v_e$) — отрицательными (рис. 2).

Часть поверхности волновых нормалей для триклинных, моноклинных и ромбических кристаллов представлена на рис. 3. Поверхность образована двумя оболочками, касающимися между собой в четырёх точках (в точке O и соответствующих точках в др. квадрантах), и обладает центром симметрии. В двух направлениях (наз. оптическими осями или бинормальными), идущих через начало координат и эти точки, показатели преломления n_o и n_e совпадают и двупреломление отсутствует. Кристаллы этих трёх систем сингоний наз. дву-

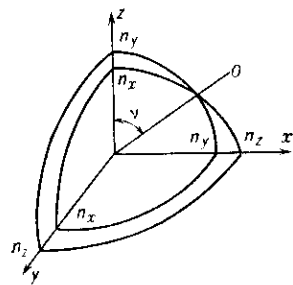


Рис. 3. Поверхность волновых векторов двuosных кристаллов.

осными. Оптич. оси двuosных кристаллов перпендикулярны круговым сечениям оптич. индикатрисы, k -рая представляет собой трёхосный эллипсоид. Угол ψ между оптич. осями находится по ф-ле

$$\operatorname{tg} \psi = \sqrt{\varepsilon_z (\varepsilon_y - \varepsilon_x) / \varepsilon_x (\varepsilon_z - \varepsilon_y)}$$

(принято считать $\varepsilon_x < \varepsilon_y < \varepsilon_z$). Аналитически разность показателей преломления двух волн по направлению,

k -рое составляет с оптич. осями углы φ_1 и φ_2 , определяется выражением

$$\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n''^2} = \left(\frac{1}{\varepsilon_x} - \frac{1}{\varepsilon_z} \right) \sin \varphi_1 \sin \varphi_2.$$

Т. к. гл. значения диэлектрич. проницаемости меняются в зависимости от частоты (длины волны), то меняются и направления гл. осей, а следовательно и угол между ними. Это явление наз. дисперсией оптич. осей, характерно для моноклинных и триклинных кристаллов, особенно в ИК-области спектра.

При преломлении света на границе с кристаллом в нём возникают две преломлённые волны, для каждой из к-рых выполняется обычный закон преломления, требующий непрерывности тангенциальной составляющей вектора волновой нормали N_t . Волновые нормали обеих преломлённых волн лежат в плоскости падения, а оба преломлённых луча (направления потока энергии) могут выхoдить из плоскости падения. Для кристаллов также существует угол падения света, при к-ром отражённый свет полностью поляризован (Брюстера угол), однако, в отличие от изотропных тел, направление распространения отражённого света не обязательно перпендикулярно волновым нормалям или лучам кристалла.

Угол поворота плоскости поляризации линейно поляризованной волны при отражении от кристаллов зависит от азимута направления колебаний падающей волны более сложным образом, чем для изотропных сред.

При прохождении света через кристаллич. пластинку на выходе образуются два когерентных световых колебания с нек-рой разностью фаз $\delta = 2\pi \Delta n d / \lambda$ (Δn — разность показателей преломления, d — толщина пластинки, λ — длина волны), поляризованные в двух взаимно перпендикулярных направлениях (наз. гл. направлениями кристаллич. пластинки). Волна на выходе оказывается эллиптически поляризованной, причём эллипс поляризации повернут на нек-рый угол относительно гл. направлений.

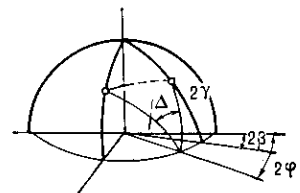


Рис. 4. Построение на сфере Пуанкаре.

В К. при изучении поляризации света часто эллиптическое световое колебание с параметрами β и γ изображается точкой на сфере Пуанкаре (рис. 4) с координатами: 2γ — широта и 2β — долгота (β — угол ориентации большой полуоси эллипса колебаний относительно выбранного направления Ox , а $\operatorname{tg} \gamma$ — отношение полуосей b/a). Точкам на экваторе ($\gamma=0$) соответствуют линейно поляризованные волны ($b/a=0$); точкам полюсов ($\gamma=\pm\pi/2$) — циркулярно поляризованные волны с противоположным направлением обхода. С помощью сферы Пуанкаре решается задача об изменении характера поляризации света, прошедшего через кристаллич. пластинку, создающую разность фаз Δ , когда гл. направление пластинки составляет с выбранным направлением Ox угол φ . Новая точка на сфере Пуанкаре, изображающая поляризацию вышедшего света, получается из исходной (изображающей поляризацию падающего) путём поворота сферы на угол Δ вокруг оси, лежащей в экваториальной плоскости на долготе 2φ . Если с помощью выходного поляризатора (анализатора) выделить составляющие колебания обеих волн, прошедших через кристаллич. пластинку по одному направлению, то они будут интерферировать. Интенсивность света в зависимости от взаимной ориентации входного поляризатора, пластинки, анализатора описывается ф-лой

$$I = I_0 [\cos^2 (\alpha - \beta) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 (\delta/2)],$$

где I_0 — интенсивность падающего на пластинку света, α и β — углы между направлением колебаний, пропускаемых поляризатором и анализатором, с гл. направ-