

проницаемость, ω_0 , ω_L — частоты поперечного и продольного длинноволновых оптич. фононов (см. *Колебания кристаллической решетки, Фонон*). Дисперсия П. показана на рис. 1 сплошными кривыми 1 и 2; штриховыми линиями показаны дисперсия не взаимодействующих фотонов $k^2c^2/\omega^2 = \epsilon_\infty$ (3) и поперечных фононов (4) при малых значениях волнового вектора k ; тонкая линия 5 соответствует дисперсии фотонов в вакууме $k^2c^2/\omega^2 = 1$. Взаимодействие приводит к образованию двух дисперсионных ветвей 1 и 2 (нижней и верхней), разделенных щелью, простирающейся от частоты поперечного оптич. фонона ω_0 (резонанс) до частоты продольного оптич. фонона ω_L , определяемой из условия $\epsilon(\omega_L) = 0$. Для длинноволновых П. нижней ветви $(kc/\omega)^2 = \epsilon_0$, где ϵ_0 — статическая диэлектрич. проницаемость. На рис. 2 показана зависимость от k доли ρ фоновой энергии в П. нижней (1) и верхней (2) ветвей. Лишь в области с очень большими величинами волновых векторов k , где $\rho = 0$ или 1, П. имеют фотонный или фононный характер, а во всей промежуточной области — смешанный. Т. о., П. представляют собой

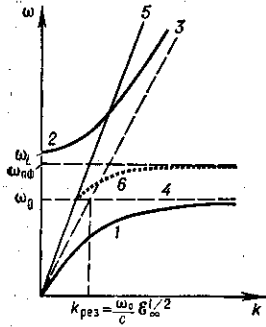


Рис. 1. Дисперсия фононных поляритонов.

частоты продольного оптич. фонона ω_L , определяемой из условия $\epsilon(\omega_L) = 0$. Для длинноволновых П. нижней ветви $(kc/\omega)^2 = \epsilon_0$, где ϵ_0 — статическая диэлектрич. проницаемость. На рис. 2 показана зависимость от k доли ρ фоновой энергии в П. нижней (1) и верхней (2) ветвей. Лишь в области с очень большими величинами волновых векторов k , где $\rho = 0$ или 1, П. имеют фотонный или фононный характер, а во всей промежуточной области — смешанный. Т. о., П. представляют собой

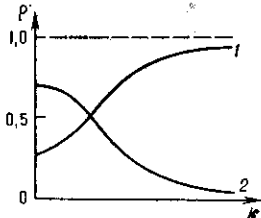


Рис. 2. Зависимость доли фоновой энергии ρ в поляритоне от волнового вектора k .

собств. состояния (нормальные волны) полной системы — среда плюс эл.-магн. поле, а фотоны и фононы становятся нормальными волнами лишь вдали от области резонансного пересечения дисперсионных ветвей не взаимодействующих фотонов и фононов.

Энергетич. щель между ω_0 и ω_L отвечает отрицат. значению диэлектрич. проницаемости среды. На таких частотах эл.-магн. волна не может распространяться в среде [волновой вектор в этой области частот является, как следует из (1), чисто мнимой величиной]. Однако в этой области частот могут существовать т. н. поверхностные П. (поверхностные эл.-магн. волны), к-рые распространяются вдоль границы раздела двух сред. Их амплитуда экспоненциально спадает при удалении от границы раздела. Поверхностные П. являются нерадиационными волнами, т. к. они не могут ни превращаться в фотоны, уходящие от поверхности, ни возбуждаться при простом освещении поверхности. В случае плоской границы среды с вакуумом дисперсия поверхностных П. определяется соотношением

$$\frac{k^2c^2}{\omega^2} = \frac{\epsilon(\omega)}{\epsilon(\omega)+1}; \quad \epsilon(\omega) \leq -1. \quad (2)$$

При больших значениях k ($k \gg \omega_0/c$) поверхностный П. переходит в поверхностный фонон, частота к-рого $\omega_{пф}$ (рис. 1) определяется из условия $\epsilon(\omega_{пф}) = -1$. В рассмотренной выше модели, отвечающей соотношению (1), $\omega_{пф}$ определяется соотношением

$$\omega_{пф}^2 = \frac{\epsilon_0 + 1}{\epsilon_\infty + 1} \omega_0^2. \quad (3)$$

Дисперсия поверхностных П. показана на рис. 1 пунктирной кривой 6.

Рассмотрев на примере фононных П. общую картину формирования П. и их характерные особенности

присущи любым П. Отличия могут быть обусловлены особенностями спектров возбуждений среды, взаимодействующих с фотонами. Такой особенностью в случае экситонных П. является дисперсия пространственная, к-рая может быть значительной благодаря малости эфф. массы m экситона, а это приводит к зависимости от k их энергии $\epsilon^u = \hbar\omega_0$. В простейшем случае квадратичной зависимости (параболич. зоны, см. *Зонная теория*)

$$\omega_0(k) = \omega_0 + \hbar^2 k^2 / 2m. \quad (4)$$

Дисперсия экситонного П. (без учета затухания) вблизи изолиров. экситона в кубич. кристалле и в этом случае определяется ф-лой (1):

$$\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = \frac{\omega_L^2(k) - \omega^2}{\omega_0^2(k) - \omega^2} \epsilon_\infty. \quad (5)$$

Здесь ω_0 , ω_L — частоты поперечного и продольного экситонов, зависящие от k . Дисперсия экситонных П. показана на рис. 3 сплошными кривыми 1 и 2; дисперсия фотонов (3) и экситонов (4) без учета взаимодействия — штриховыми. На частотах выше $\omega_L(0)$ в кристалле могут одновременно распространяться две одинаково поляризованные волны, что является следствием пространств. дисперсии. Дисперсия поверхностных экситонных П. показана пунктирной кривой 6, штриховой линией 5 — дисперсия фотонов в вакууме.

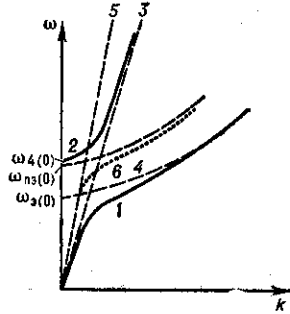


Рис. 3. Дисперсионные кривые для экситонных поляритонов.

Впервые выражение для спектра П. получено К. Б. Толныго (1950) и Хуан Кунем (Huang Kun, 1951) в рамках классич. теории для двухатомного кубич. кристалла в фоновой области спектра. Квантовомеханич. рассмотрение П. дано У. Фано (U. Fano, 1956) и Дж. Хоффилдом (J. Hopfield, 1958). Эксперим. измерение дисперсии фононных П. выполнено Ч. Генри (Ch. Henry) и Дж. Хоффилдом (1965), а также С. Порто (S. Porto) с помощью комбинационного рассеяния света под малыми углами. Измерение дисперсии экситонных П. впервые осуществлено в экспериментах Д. Фрелиха (D. Fröhlich, 1971) с сотрудниками по двухфотонному поглощению света.

Изучение поверхностных П. началось в связи с исследованием распространения радиоволн [Дж. Ценек (J. Zenneck), 1907, А. Зоммерфельд (A. Sommerfeld), 1909]. Эксперим. проявление поверхностных эл.-магн. волн на границе металла обнаружено Р. Вудом (R. Wood, 1912) в виде т. н. решеточных аномалий Вуда, их интерпретация в терминах поверхностных плазмонных П. дана У. Фано (1941).

Представление о П. послужило основой для интерпретации и предсказания ряда оптич. явлений. Значит. дисперсия П. позволяет, в частности, проводить спектроскопич. исследования как в частотном пространстве, так и в пространстве волновых векторов.

Лит.: Борн М., Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958; Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; Mills D. L., Burstein E., Polaritons the electromagnetic modes of media, «Repts Progr. Phys.», 1974, v. 37, p. 817; Пеккар С. И., Кристаллооптика и добавочные световые волны, К., 1982; Экситоны, под ред. Э. И. Рафа, М. Д. Стерджа, пер. с англ., М., 1985; Поверхностные поляритоны, под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса, М., 1985.

Ю. Н. Поливанов.

ПОЛЯРНЫЕ РАДИООТРАЖЕНИЯ (радиоавтора) — явление рассеяния УКВ от неоднородной ионизированной