

рассматривать атомы как совокупность классич. гармонич. осцилляторов, то ур-ние движения осциллятора в электрич. поле $E = E_0 \exp(i\omega t)$ имеет вид:

$$\ddot{x} + \omega_1 x + \omega_0^2 x = \frac{eE_0}{m} \exp(i\omega t). \quad (6)$$

Здесь e, m — величины порядка заряда электрона и его массы, ω_0 — собств. частота, ω_1 характеризует затухание. Из (6) следует закон дисперсии:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 + i\omega\omega_1 - \omega^2}. \quad (7)$$

Здесь $\omega_p^2 = 4\pi N e^2 / m$, где N — число атомов-осцилляторов в единице объёма Д. Квантовомеханич. рассмотрение даёт сходный результат с тем отличием, что частотам $\omega_0, \omega_1, \omega_p$ придаёт иное физ. содержание: ω_0 — одна из частот поглощения или излучения атома, ω_1 отвечает обратному времени жизни атома в соответствующем возбуждённом состоянии, ω_p — величина, связанная с вероятностью переходов атома из одного состояния в другое (плазменная частота).

Колебания ионов в твёрдом теле можно представить в виде совокупности нормальных колебаний, т. е. рассматривать кристаллич. решётку как набор независимых гармонич. осцилляторов. На однородное в пространстве, переменное по времени электрич. поле реагирует строго определен. число этих осцилляторов — те из них, к-рые отвечают предельным оптич. колебаниям, сопровождающимся изменением поляризации (их наз. также колебаниями, активными в ИК-поглощении). Поэтому обобщение ф-лы (7) (2-й член заменяется на сумму членов того же вида) часто используется для описания дисперсии ϵ в твёрдом теле. Фактически при этом учитываются частично и эффекты решётчного ангармонизма — наличием члена затухания, пропорц. ω . При более полном учёте этих эффектов вид $\epsilon(\omega)$ усложняется.

В области низких частот дисперсия ϵ может быть описана с помощью ф-лы (7) и для сильно ангармонич. систем. При этом нужно учесть, что $\omega_0 \ll \omega$, и ф-лу (7) можно представить в виде ф-лы Дебая:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{\text{const}}{1 + i\omega\tau},$$

где τ — время релаксации. Такая зависимость применима в широком интервале ω , когда осн. механизмом поляризации является ориентационный.

На рис. 3 изображена зависимость $\epsilon(\omega)$, характерная для широкого класса твёрдых Д. Выделяется неск. областей дисперсии

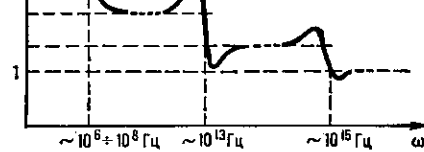


Рис. 3. Зависимость $\epsilon(\omega)$ твёрдого диэлектрика от частоты ω поля E .

в разных диапазонах ω , что указывает на несколько различных механизмов поляризации. В ионных кристаллах типичные периоды колебаний ионов $\sim 10^{-13}$ с. Поэтому область дисперсии $\epsilon(\omega)$, обусловленная ионной поляризацией, приходится на частоты $\omega \sim 10^{13}$ Гц (ИК-диапазон). При более высоких частотах ионы уже не успевают смещаться и весь вклад в поляризацию обусловлен электронами. Характерные периоды колебаний электронов 10^{-15} с. Эл.-магнитные волны на частотах $\omega \sim 10^{15}$ Гц (УФ-диапазон) сильно поглощаются, т. е. резко возрастает ϵ'' . При меньших ω (в частности, для видимого света) чистые однородные Д. (в отличие от металлов) прозрачны (наличие примесей и дефектов приводит к появлению электронных уровней в запрещённой зоне Д., а следовательно, к дополнит. поглощению эл.-магн. волн определен. частот, что вызывает окраску кристаллов, см. *Центры окраски*). В Д. с полярными

молекулами характерные времена τ установления ориентационной поляризации определяются величиной потенциального барьера U , разделяющего состояния с разл. ориентациями электрич. диполей. Эти времена зависят от темп-ры:

$$\tau \sim \exp\left(-\frac{U}{kT}\right).$$

Они сравнительно велики, порядка 10^{-6} — 10^{-8} с. Ещё в более низкой области частот может наблюдаться релаксационная дисперсия, обусловленная дефектами и неоднородностями Д. Для нек-рых Д. могут быть существенными более специфич. механизмы дисперсии, напр. связанные с колебаниями под действием поля доменных стенок в сегнетоэлектриках. Т. о., изучая зависимость $\epsilon(\omega)$, можно получить сведения о свойствах Д. и выделить вклад в поляризацию от разл. её механизмов.

Поляризация диэлектриков в отсутствие внешнего электрического поля наблюдается у ряда твёрдых Д. и объясняется особенностями их структуры. В *пьезоэлектриках* поляризация возникает при определ. деформации кристалла, причём имеет место линейная связь между \mathcal{P} и соответств. компонентами тензора напряжений (или деформаций) кристалла в соответствующих направлениях. Пьезоэлектрич. эффект обратим — при наложении электрич. поля E в пьезоэлектриках возникают деформации, пропорциональные E .

У нек-рых Д. поляризация (и связанные с ней электрич. эффекты) возникают при изменении темп-ры. Это является следствием температурной зависимости спонтанной (самопроизвольной) поляризации, к-рая при неизменной темп-ре экранируется носителями заряда, и образец становится электрически нейтральным. Вещества, обладающие зависящей от T спонтанной поляризацией, наз. *пироэлектриками*.

Особой разновидностью пироэлектриков являются *сегнетоэлектрики*. При нагревании они обычно переходят в непоэлектрич. состояние. Спонтанная поляризация сегнетоэлектриков испытывает более существенные (чем у др. пироэлектриков) изменения под влиянием внеш. воздействий (изменения темп-ры, механич. напряжений, электрич. поля). Поэтому для сегнетоэлектриков характерны большие значения пироэлектрич. и пьезоэлектрич. коэффициентов и диэлектрич. проницаемости. Кристалл сегнетоэлектрика обычно разбит на домены с разл. направлениями температурно-зависимой части спонтанной поляризации.

Пиро- и пьезоэффекты возможны лишь у кристаллов определённых точечных групп симметрии кристалла.

Электропроводность диэлектриков σ мала, однако она всегда отлична от нуля (табл.).

Удельное сопротивление $1/\sigma$ и электрическая прочность $E_{пр}$ некоторых твёрдых диэлектриков.

	$1/\sigma$, Ом-см	$E_{пр}$, В/см
Кварцевое стекло	10^{16} — 10^{18}	2— $3 \cdot 10^5$
Полиэтилен	10^{15} — 10^{16}	4 · 10^5
Слюда	10^{14} — 10^{16}	1— $2 \cdot 10^6$
Электрофарфор	10^{13} — 10^{14}	3 · 10^5
Мрамор	10^8 — 10^9	2— $3 \cdot 10^5$

Носителями заряда в Д. являются электроны и ионы. Электронная проводимость Д. в обычных условиях мала по сравнению с ионной. Ионная проводимость может быть обусловлена перемещением как собств. ионов, так и примесных. Возможность перемещения ионов по кристаллу связана с наличием в них дефектов. Если, напр., в кристаллах есть вакансии, то под действием поля соседний ион может перескочить и заполнить её; во вновь образовавшуюся вакансию может перескочить