

# **Диэлектрические потери и диэлектрическая спектроскопия**

Диэлектрические потери, характеризующие превращение части электрической энергии в тепловую энергию, являются важным электрофизическим параметром диэлектрика. Величина этих потерь, а также зависимость их от частоты и температуры свидетельствуют о тех или иных особенностях механизма поляризации. Диэлектрические потери обычно в значительной степени изменяются при введении в диэлектрик различного рода примесей. В твердых диэлектриках в зависимости от концентрации примесей или структурных дефектов величина диэлектрических потерь может изменяться в десятки и сотни раз, в то время как изменение величины  $\epsilon$  может быть сравнительно небольшим. Таким образом, диэлектрические потери являются чувствительным индикатором изменения структуры диэлектрика. Изучение диэлектрических потерь и их зависимости от дефектов структуры диэлектрика и различных факторов (температуры, напряженности и частоты электрического поля и др.) представляет значительный интерес для современной техники и физики диэлектриков.



# Тангенс угла диэлектрических потерь

---

- Наиболее часто величина диэлектрических потерь характеризуется *тангенсом угла потерь  $\operatorname{tg}\delta$* .  
Используется также представление комплексной диэлектрической проницаемости, что является особенно удобным для описания зависимости диэлектрических потерь от частоты:
- $\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega), \quad \operatorname{tg}\delta = \varepsilon''/\varepsilon',$
- где  $\varepsilon' = \varepsilon$ ;  $\varepsilon''$  – коэффициент потерь.



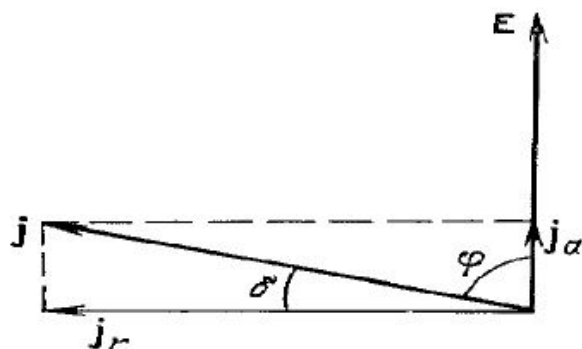


Рис. 5.1. Диаграмма, характеризующая тангенс угла потерь

**Тангенс угла потерь численно равен отношению тока проводимости  $j_a$  к току смещения  $j_r$ .**

Так же как и величина  $\epsilon$ ,  $\tan \delta$  является *макроскопической характеристикой* диэлектрика. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь от температуры, частоты электрического поля и других параметров является такой же важной характеристикой диэлектриков, как и соответствующие зависимости диэлектрической проницаемости. Заметим, что введение  $\tan \delta$  в качестве характеристики потерь имеет физический смысл лишь в переменном синусоидальном электрическом поле.

- 
- Природа поглощения электромагнитной энергии в диэлектрике
  - могут быть различными (рис. 5.3). Наиболее простым механизмом
  - потерь является ***рассеяние носителей заряда, участвующих в элек-***
  - ***тропроводности***. Этот механизм в той или иной мере имеет место во
  - всех диэлектриках — в газах, жидкостях и кристаллах. Рассеяние но-
  - сителей заряда при соударениях с атомами и молекулами (в неупоря-
  - доченных средах) и их рассеяние на колебаниях решетки и дефектах
  - (в кристаллах) являются самым важным механизмом превращения
  - электрической энергии в тепловую энергию в проводниках и полу-
  - проводниках.
- 



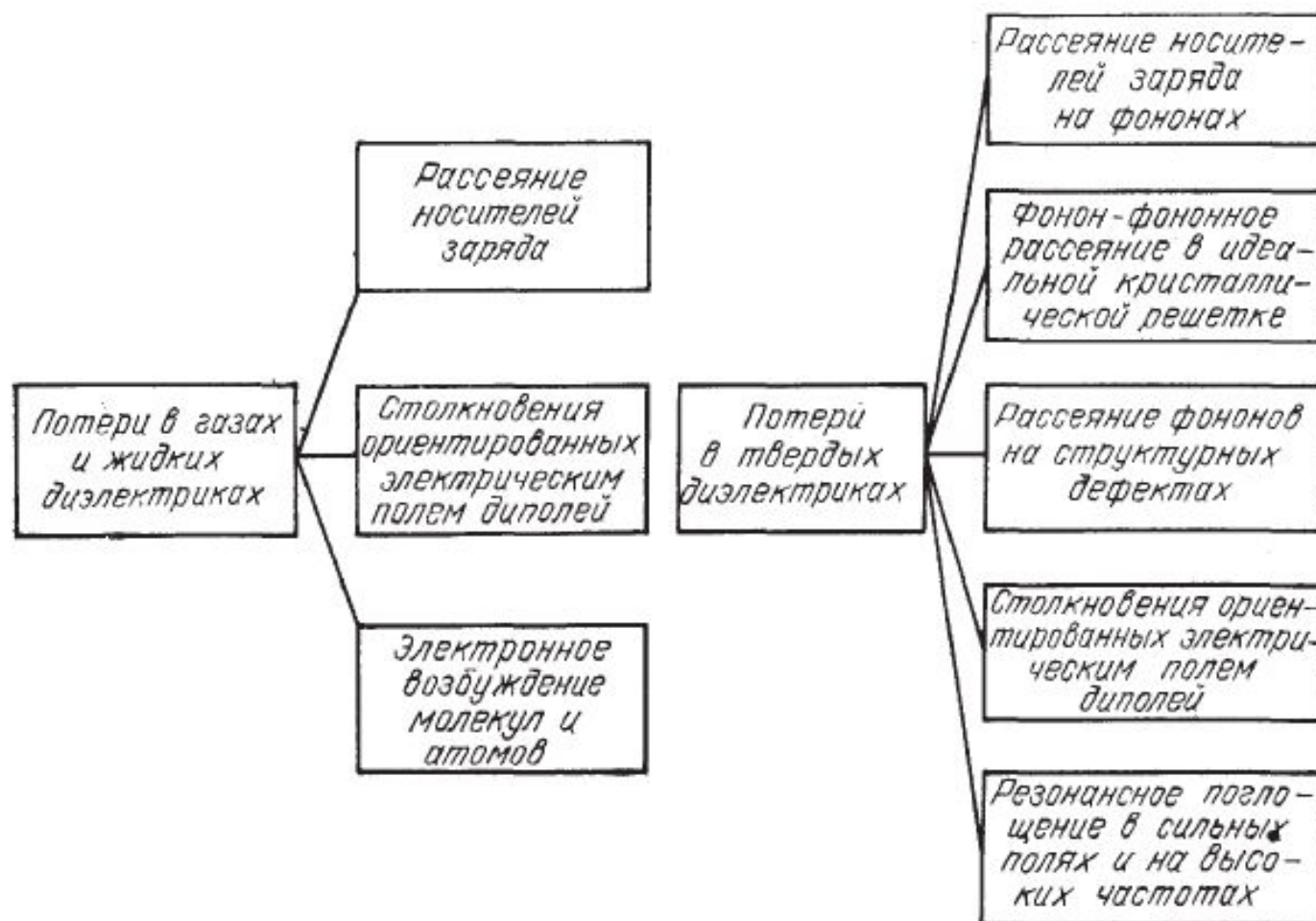


Рис. 5.3. Классификация механизмов диэлектрических потерь

- 
- Специфическим механизмом потерь в диэлектриках являются **поляризационные потери, так как поляризация диэлектрика в переменном электрическом поле всегда сопровождается диссипацией электрической энергии, поскольку всякий нестационарный процесс в реальном веществе всегда в той или иной мере термодинамически необратим.** При некоторых частотах, правда, поляризационные потери могут быть очень малы, но все же они не равны нулю.
  - Механизмы диэлектрических потерь, возникающих в переменном электрическом поле, могут быть конкретизированы лишь при изучении динамических свойств электрического отклика (поляризации и электропроводности). При этом необходимо учитывать кинетические свойства молекул и атомов диэлектрика.
- 



# ***Потери на электропроводность – рассеяние носителей заряда***

---

- При направленном перемещении электрических зарядов во внеш-
- нем электрическом поле (дрейфе или диффузии) носители заряда на
- пути свободного пробега приобретают от электрического поля энер-
- гию. Приобретенная энергия тратится при «соударениях» – взаимо-
- действиях с молекулами и атомами вещества, которые находятся в
- состоянии теплового движения. Отдавая энергию при соударении,
- носитель заряда повышает интенсивность хаотического движения
- частиц вещества, следовательно, повышает температуру диэлектри-
- ка. По этой причине электропроводность увеличивает коэффициент
- потерь  $\varepsilon''$ , тангенс угла потерь  $\operatorname{tg}\delta$  и мощность рассеяния энергии  $p$  в единице объема диэлектрика.





В данном случае все перечисленные параметры зависят только от плотности протекающего через диэлектрик активного тока. Соответствующие формулы приведены на рис. 5.4. Из них следует, что Электропроводность сказывается на величине  $\operatorname{tg} \delta$  и на коэффициенте потерь  $\varepsilon''$ , главным образом, при низких частотах: оба эти параметра убывают с частотой как  $1/\omega$ . Удельная мощность потерь в этом случае от частоты не зависит, так как сводится к удельной мощности потерь при постоянном напряжении ( $p = aE^2$ ). Таким образом, снижение с частотой  $\varepsilon''$  и  $\operatorname{tg} \delta$  не означает уменьшения тепловыделения в диэлектрике с частотой, так как параметр  $p$  прямо пропорционален частоте  $\omega$ .

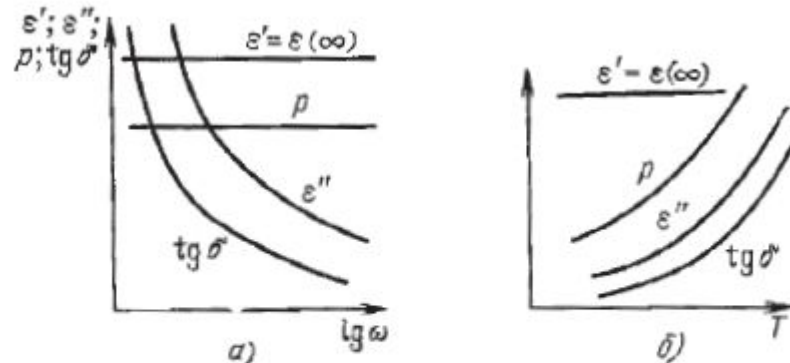


Рис. 5.4. Частотная (а) и температурная (б) зависимости основных параметров диэлектрика, в которых преобладают потери проводимости

- 
- Частотные характеристики рассмотренных параметров приведены на рис. 5.4, а. *Диэлектрическая проницаемость, определяемая (в том случае, когда нет других механизмов поглощения, кроме электропроводности) только быстрыми процессами поляризации:  $\epsilon = \epsilon(\infty)$  и не зависит от частоты. Как  $\operatorname{tg}\delta$ , так и  $\epsilon''$  с ростом частоты снижаются, однако величина удельной мощности потерь  $p$  остается постоянной с изменением частоты. Температурные зависимости этих параметров в случае, когда преобладает электропроводность, приводятся на рис. 5.4, б. Все они экспоненциально возрастают с температурой, поскольку по этому закону изменяется с температурой проводимость (см. § 2.1). Видно, что*
  - *электропроводность дает значительный вклад в  $\operatorname{tg}\delta$  и  $\epsilon''$  при высоких*
  - *температурах и при низких частотах. При низких температурах и*
  - *весьма высоких частотах вкладом электропроводности в диэлектри-*
  - *ческие потери можно пренебречь.*
- 



# Диэлектрические потери при тепловой поляризации

---

- Тепловая поляризация по сути дела сводится к электродиффузии,
- при которой заряды (или диполи) накапливаются в локализованных
- состояниях (переориентируются). Обусловленная тепловым движе-
- нием поляризация устанавливается сравнительно медленно (глава
- 3). Время релаксации тепловой поляризации зависит от температуры
- и в нормальных условиях (при 300 К) обычно находится в пределах
- $10^{-3} \div 10^{-10}$  с. Таким образом, частота молекулярных релаксационных
- процессов диэлектриков может находиться именно в диапазоне ча-
- стот, где диэлектрики используются в электротехнике и электронике
- (50 Гц  $\div$  100 ГГц).



---

**Поэтому именно тепловая поляризация приводит к нежелательным диэлектрическим потерям в большинстве случаев технического использования диэлектриков.**

Упругая (деформационная) поляризация – слишком быстрый процесс, чтобы оказывать влияние на потери в диапазоне частот 50 Гц ÷ 100 ГГц. С другой стороны, миграционная (объемно-зарядная) поляризация, описанная в главе 3, представляет собой более медленный механизм и приводит к неустойчивости  $\varepsilon(\omega, T)$  и потерям на инфранизких частотах ( $10^{-3}$  Гц ÷  $10^2$  Гц).

Диэлектрический вклад как релаксационной, так и миграционной поляризации зависит от частоты и описывается уравнением Дебая:

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon(\infty) + \frac{\varepsilon(0) - \varepsilon(\infty)}{1 + i\omega\tau}, \quad (5.1)$$

где  $\varepsilon(0)$  и  $\varepsilon(\infty)$  – величины диэлектрической проницаемости соответственно при более низкой и более высокой частоте по сравнению с частотой дисперсии  $\omega = \omega_{\text{рел}} = 1/\tau$ ,  $\tau$  – время релаксации. На рис. 5.5 приведены основные параметры, характеризующие релаксационные потери.

---



---

Из формулы для удельной мощности диэлектрических потерь  $p$  при релаксационной поляризации **следует, что при низких частотах, когда релаксационная поляризация успевает установиться во времени, диэлектрические потери практически не проявляются.** При частоте дисперсии  $\omega = 1/\tau$ ,  $p = 0,5gE^2$ , где параметр  $g = a_T \tau \epsilon_0$  – реактивная проводимость. При высоких частотах, когда  $\omega\tau \gg 1$ , потери достигают максимального значения, равного  $gE^2$ , и далее от частоты не зависят. *Таким образом, хотя релаксационная поляризация запаздывает и уже не дает диэлектрического вклада, удельная мощность потерь от релаксационных процессов остается максимальной.* **Поэтому, например, при разработке высокочастотных и СВЧ диэлектриков примеси и дефекты структуры, дающие низкочастотную релаксацию, крайне нежелательны, поскольку они, не влияя заметным образом на величину  $\epsilon$ , существенно повышают**

---

**потери.**

# *Диэлектрические потери при упругой поляризации*

---

Когда электрическое поле упруго смещает электроны в атоме, ионы в кристалле или жестко связанные диполи, возникает возвращающая сила, пропорциональная смещению частиц из равновесного положения. Отклонившиеся от равновесия частицы могут совершать колебания вокруг нового равновесного состояния. Поэтому динамические свойства упругой поляризации описываются уравнением гармонического осциллятора, где диэлектрические потери учитываются введением коэффициента затухания.



---

Дисперсия  $\varepsilon$  при упругой поляризации характеризуется формулой Лорентца:

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon(\infty) + \frac{\varepsilon(0) - \varepsilon(\infty)}{1 - (\omega/\omega_0)^2 + i\Gamma(\omega/\omega_0)}, \quad (5.4)$$

где  $\omega_0 = \sqrt{c/m}$  – собственная частота осциллятора ( $c$  – упругая постоянная,  $m$  – масса колеблющегося заряда  $q$ );  $\varepsilon_{\text{осц}} = \varepsilon(0) - \varepsilon(\infty) = nq^2/\varepsilon_0 c$  – диэлектрический вклад  $n$  осцилляторов;  $\Gamma = \lambda/\omega_0$  – относительное затухание ( $\lambda$  – константа «трения», возникающего при механизмах рассеяния, перечисленных на рис. 5.3).



---

В величину  $\text{tg}\delta$  дают вклад различные процессы рассеяния; учет этих вкладов важен при исследовании и разработке СВ Ч-диэлектриков с низкими потерями. Электрическое поле высокой частоты действует на расположенные по соседству ионы (положительные и отрицательные). Эти ионы смещаются в противоположных направлениях, и таким образом происходит возбуждение поперечных оптических (поляризационных) колебаний. Рассеяние энергии этих колебаний стимулируется различными механизмами. Прежде всего, к потерям приводят любые дефекты кристаллической структуры (дислокации, ионные вакансии, избыточные в кристалле ионы, границы зерен-кристаллитов).

---





---

Перечисленные дефекты и другие малоподвижные («статические») деформации решетки приводят к так называемому *двухфононному взаимодействию* – *рассеянию оптических фононов на статических полях деформаций*. Это – основной механизм СВ Ч-потерь в реальных ионных кристаллах, содержащих структурные дефекты. Однако это далеко не единственный механизм высокочастотных потерь: диэлектрическое поглощение возможно и в идеальных кристаллах за счет разных фонон-фононных взаимодействий. Эти взаимодействия обусловлены ангармонизмом колебаний кристаллической решетки. В зависимости от конкретной структуры кристалла, от его симметрии и температуры могут преобладать *трехфононные или четырехфононные процессы*.

---



# Сверхвысокочастотные (СВЧ) диэлектрики

---

- Во многих случаях необходимы «радиопрозрачные» материалы с
- очень низкими потерями и, как правило, с низкой диэлектрической
- проницаемостью. Таковы, например, СВ Ч композиты типа «керамика – воздух» (пенокерамика), которые в зависимости от плотности
- имеют величину  $\epsilon = 1,2 - 3$ , а также композиты «полимер – воздух»
- (СВ Ч пенопласт) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 1,05 - 1,3$ .
- В ряде случаев (в военной и космической технике) радиопрозрачные СВ Ч материалы должны обладать повышенной диэлектрической
- проницаемостью ( $\epsilon = 5 - 10$ ) при низких диэлектрических потерях,
- высокой механической прочности и термостойкости более  $1000^{\circ}\text{C}$ .



- 
- Поскольку электромагнитные волны могут распространяться
  - только в диэлектриках, применению диэлектрических материалов с
  - самого начала развития техники СВ Ч уделялось большое внимание.
  - Как правило, в преобразующих системах СВ Ч для распространения
  - сигналов используются металлические волноводы, заполненные
  - диэлектриками. Собственно *диэлектрические волноводы, в которых*
  - электромагнитное поле сосредоточено преимущественно внутри диэ-
  - лектрика, нашли ограниченное применение из-за излучения части
  - энергии. Диэлектрические волноводы находят применение в милли-
  - метровом и субмиллиметровом диапазоне длин волн, где металличе-
  - ские волноводы имеют значительные потери.



---

Для современной микроэлектроники СВ Ч особое значение представляют материалы с *высокой диэлектрической проницаемостью, как правило, также термостабильные и имеющие малое поглощение* на сверхвысоких частотах. В других случаях первостепенную важность имеет возможность электрического управления величиной  $\epsilon$  при небольших диэлектрических потерях, и т.д. Современные и перспективные области применения СВ Ч диэлектриков, обладающих высокой  $\epsilon$ , перечислены в табл. 10.1. Такие материалы используются в качестве миниатюрных конденсаторов и подложек СВ Ч микросхем, снижая их планарные габариты в  $\epsilon$  раз. Наиболее распространенным в настоящее время является применение СВ Ч диэлектриков в качестве объемных диэлектрических резонаторов (ДР), где требования  $\epsilon > 20$  и  $\text{tg}\delta < 0,001$  являются принципиальными.

---



---

*Линейные термостабильные диэлектрики – основной класс применяемых в настоящее время СВ Ч диэлектриков с большой величиной  $\epsilon$ . Они используются, главным образом, в качестве подложек СВ Ч микросхем и в качестве диэлектрических резонаторов (ДР ). Оптимизация выбора таких СВ Ч диэлектриков по величине  $\epsilon$  определяется частотным диапазоном их использования. Так, если на метровых и дециметровых волнах необходимы материалы с величиной  $\epsilon = 300 - 100$ , то в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн необходимы диэлектрики с  $\epsilon = 40 - 20$ .*

---



Таблица 10.1

Области применения СВЧ диэлектриков с большой величиной  $\epsilon$



---

Поскольку внешняя термостабилизация для СВ Ч устройств обычно нежелательна, то параметры применяемого диэлектрика не должны изменяться с температурой: они должны обладать малым температурным коэффициентом диэлектрической проницаемости:  $TK_\epsilon = \epsilon - 1 d\epsilon/dT < 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ . Такие СВ Ч диэлектриков обсуждаются в разделе 10.2, где они сравниваются не только по величине  $\epsilon$ , но и по величине диэлектрических потерь.

*Нелинейные СВЧ диэлектрики (с управляемой диэлектрической проницаемостью)* интенсивно исследуются во многих лабораториях мира и только начинают находить применение в технике. В этом случае обеспечить термостабильность  $\epsilon$  и малые потери практически невозможно. Нелинейные СВ Ч диэлектрики и их применение обсуждаются в разделе 10.3.



---

*Поглощающие материалы («абсорберы»)* также являются объектом современных исследований. Для них необходимой характеристикой является именно большие диэлектрические потери, способные уже в тонких слоях (или в порошках) обеспечить практически полное затухание сигналов СВ Ч.



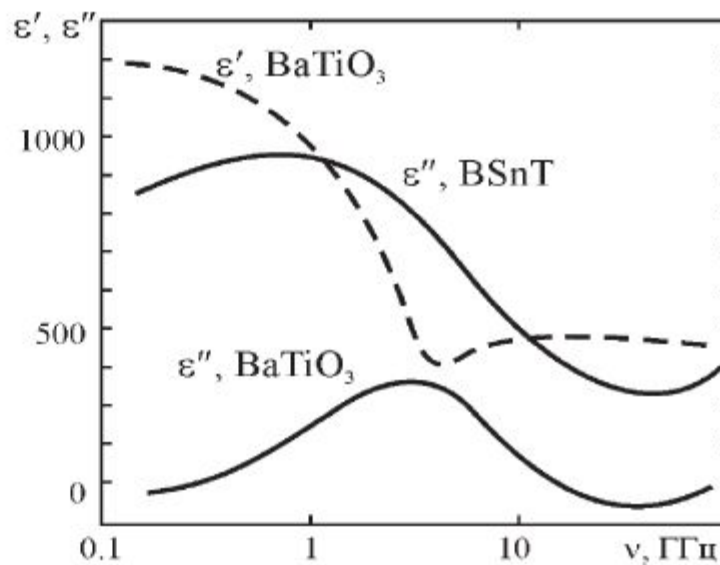


- 
- Требование СВ Ч техники сочетать в одном и том же диэлектри-
  - ческом материале большую диэлектрическую проницаемость с тер-
  - мостабильностью ( $TK\varepsilon \rightarrow 0$ ) при *непременном условии малых СВ Ч*
  - потерь, на первый взгляд, является физически противоречивым. В
  - самом деле, высокая величина  $\varepsilon$  без существенного поглощения диэ-
  - лектриком электрической энергии на частотах 1–100 ГГц в кристал-
  - лах и поликристаллах может быть реализована только за счет *мало-*
  - *инерционных механизмов поляризации, а они (за редким исключе-*
  - *нием)* не могут обеспечить большую и независимую от температуры
  - величину  $\varepsilon$ .



- Как было показано выше в главе 3, такими механизмами поляризации могут быть только оптическая (электронная) и инфракрасная (фононная) поляризация. Другие механизмы поляризации или не дают существенного вклада в диэлектрическую проницаемость в СВ Ч диапазоне ( $\epsilon_{\text{СВ Ч}}$ ), или же приводят к дисперсии  $\epsilon$ , которая является причиной значительных диэлектрических потерь (рис. 10.1).
- Поэтому обычный метод технологического управления электрическими свойствами твердых веществ – введение примесей, регулирования концентрации дефектов – применительно к СВ Ч диэлектрикам не при

Рис. 10.1. Дисперсия диэлектрической проницаемости в поликристаллических сегнетоэлектриках – в титанате бария  $\text{BaTiO}_3$  (снижение  $\epsilon'$  и максимум  $\epsilon''$ ) и в сегнетоэлектрическом твердом растворе  $\text{Ba}(\text{Ti},\text{Sn})\text{O}_3=\text{BSnT}$  (показан только максимум поглощения  $\epsilon''$ )



- 
- На рис. 10.2 сравниваются «диэлектрические вклады» различных механизмов поляризации. *Оптическая поляризация обусловлена* упругим смещением орбит электронов (она называется также «электронной поляризацией», глава 3). Являясь малоинерционным, этот механизм поляризации может обеспечить как очень низкие СВ Ч потери, так и повышенную термостабильность (рис. 10.2, кривая 1).
  - Однако «диэлектрический вклад» от оптической поляризации сравнительно мал (обычно  $\epsilon_{\text{опт}} < 6$ ). К применяемым в технике СВ Ч диэлектрикам с исключительно оптической (электронной) поляризацией относится тефлон ( $\epsilon = 2$ ) и полистирол ( $\epsilon = 2,5$ ). Кристаллы кремния, которые используются в настоящее время в качестве подложек в микроэлектронике СВ Ч, также обладают только электронной поляризацией ( $\epsilon = 11,5$ ).
- 



- 
- *Фононный (инфракрасный) механизм поляризации возможен*
  - только в ионных кристаллах. К ним относят, например, щелочно-
  - галоидные кристаллы, ЩГК , глава 3. Ионная поляризация имеет ме-
  - сто в больших классах оксидов металлов и халькогенидах. Полупро-
  - водники классов  $A_3B_5$  и  $A_2B_6$  также являются «частично ионными»
  - кристаллами. Так же как электронная поляризация, ионная поляризация обуславливает весьма низкие СВ Ч потери при приемлемой термоста-
  - бильности (кривая 2 на рис. 10.1). При этом электронный вклад  $\epsilon_{\text{опт}}$
  - (с малым и отрицательным  $TK\epsilon$ ) частично компенсируется прибли-
  - зительно ионным диэлектрическим вкладом  $\epsilon_{\text{ИК}}$  (с небольшим но по-
  - ложительным  $TK\epsilon$ ). Однако в большинстве ионных кристаллов диэ-
  - лектрическая проницаемость оказывается недостаточно большой:
  - $\epsilon_{\text{СВЧ}} = \epsilon_{\text{опт}} + \epsilon_{\text{ИК}} = 6 - 12$ , так что среди простых ионных кристаллов
  - (типа ЩГК ) трудно указать вещества, перспективные для примене-
  - ния в СВ Ч микроэлектронике.
- 



---

Это же относится и к простым оксидам, и к халькогенидам: в них значения  $\epsilon_{\text{СВ Ч}}$  редко выходят за пределы 5 – 15. Отметим однако, что в некоторых оксидах, например в  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , термостабильность  $\epsilon_{\text{СВ Ч}}$  очень высока ( $\text{ТК } \epsilon < 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ ), хотя при этом и  $\epsilon \sim 12$ . Но из-за малых потерь, высокой теплопроводности и термостабильности как поликристаллический  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (поликор) и так и монокристаллический  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (сапфир) широко применяются в СВ Ч технике, но не в классе диэлектриков в высокой  $\epsilon$ .



---

**Наиболее высокая величина  $\epsilon_{\text{СВ Ч}}$  имеет место в сегнетоэлектриках, параэлектриках и антисегнетоэлектриках типа смещения.**

В приведенных примерах параэлектриками являются  $\text{TiO}_2$  и  $\text{CaTiO}_3$ , антисегнетоэлектриком –  $\text{PbZrO}_3$ , а к сегнетоэлектрикам относится  $\text{PbTiO}_3$ . Как правило, ниже точки Кюри в

*полидоменных кристаллах сегнетоэлектриков, и, тем более, в поликристаллах (керамике) наблюдается сильная дисперсия  $\epsilon$ , обусловленная полидоменной структурой.*



СВ Ч дисперсия  $\epsilon$  в титанате бария

показана на рис. 10.1. Диэлектрическая проницаемость на СВ Ч снижается более чем в два раза, причем на частоте около 3 ГГц в  $\text{BaTiO}_3$  наблюдается большой максимум СВ Ч потерь ( $\epsilon'' \sim 400$ ). В сегнетоэлектрическом твердом растворе  $\text{Ba}(\text{Ti}, \text{Sn})\text{O}_3$  максимум СВ Ч поглощения достигает уже  $\epsilon'' \sim 1000$  (рис. 10.1). Даже тонкий слой такой керамики (толщиной 100 мкм) приводит к затуханию СВ Ч сигнала в 90 Дб (практически полное поглощение). Поэтому, ввиду больших диэлектрических потерь, использовать керамические сегнетоэлектрики в СВ Ч технике можно только в качестве «абсорберов».

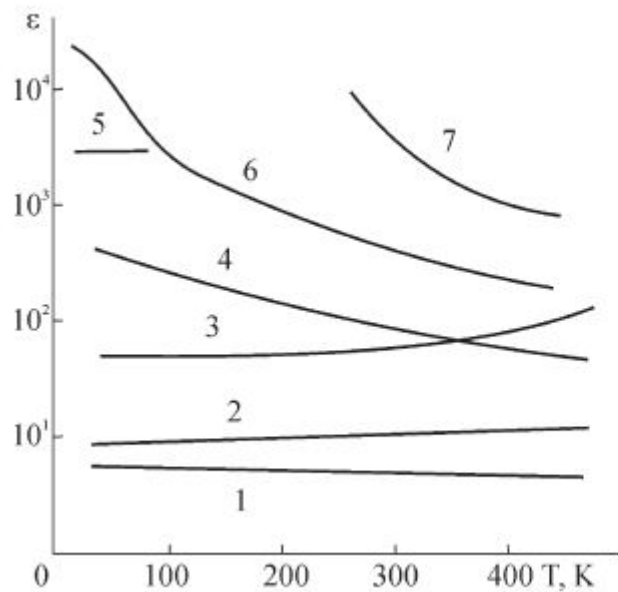


Рис. 10.2. Типичная температурная зависимость диэлектрической проницаемости различных диэлектриков: 1 – для оптической поляризации; 2 – в случае оптической и инфракрасной поляризации; 3 – для монокристаллического сегнетоэлектрика; 4 – в случае «жесткого» паразлектрика типа  $\text{CaTiO}_3$ ; 5 – для кристалла типа TTF-TCNQ; 6 – для «мягкого» паразлектрика типа  $\text{SrTiO}_3$ ; 7 – для типичного сегнетоэлектрика в паразлектрической фазе – на примере  $(\text{Ba}, \text{Sr})\text{TiO}_3$ .

Тем не менее, в *монокристаллах «жестких» сегнетоэлектриков* типа смещения (сегнетоэлектриков высокой точкой Кюри) дисперсия  $\epsilon$  на СВЧ отсутствует, и СВЧ потери в них относительно невелики. Например, в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$  (табл. 10.4) на частоте 10 ГГц величина потерь  $\text{tg}\delta < 10^{-3}$  при диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\text{СВЧ}} = 40 - 50$  (при этом, однако, монокристаллы имеют высокую стоимость и недостаточно термостабильны, рис. 10.2, кривая 3).

Таблица 10.4

**СВЧ параметры сегнетоэлектриков и параэлектриков, параметры приводятся при частоте 10 ГГц и температуре 300 К  
(по данным Поплавко и сотр.)**

| Материал                     | $\epsilon$ | $TK\epsilon \cdot 10^6 \text{K}^{-1}$ | $t\delta \cdot 10^4$ | Материал                                      | $\epsilon$ | $TK\epsilon \cdot 10^6 \text{K}^{-1}$ | $t\delta \cdot 10^4$ |
|------------------------------|------------|---------------------------------------|----------------------|-----------------------------------------------|------------|---------------------------------------|----------------------|
| $\text{LiTaO}_3$             | 43         | 300                                   | 4                    | $\text{SrTiO}_3$                              | 300        | -3000                                 | 25                   |
| $\text{LiNbO}_3, \epsilon_a$ | 50         | 200                                   | 3                    | $\text{BaTiO}_3, \epsilon_a$<br>тетрагональн. | 1200       | 300                                   | 60                   |
| $\text{KTaO}_3$              | 110        | -600                                  | 8                    |                                               |            |                                       |                      |
| $\text{NaNbO}_3$             | 200        | 1000                                  | 20                   | $\text{BaTiO}_3, \epsilon_c$<br>тетрагональн. | 100        | 100                                   | 5                    |



- 
- В табл. 10.4 перечислены свойства сегнетоэлектрических мате-
  - риалов (выше точки Кюри они параэлектрики). Некоторые антисег-
  - нетоэлектрики типа смещения (например,  $\text{NaNbO}_3$ ) имеют высокую
  - диэлектрическую проницаемость ( $\epsilon_{\text{СВ Ч}} = 100 - 150$ ) и невысокие диэ-
  - лектрические потери, потому что в них и ниже, и выше точки Кюри
  - СВ Ч дисперсия  $\epsilon$  отсутствует. Следует отметить, что во всех перечис-
  - ленных в табл. 10.4 сегнетоэлектрических кристаллах  $TK \epsilon > 0$ , что
  - обусловлено, как и в монокристаллических сегнетоэлектриках, повышени-
  - ем частоты наиболее низкочастотной фононной моды по мере охлаж-
  - дения кристалла. Однако какое-либо «технологическое управление»
  - величиной  $TK \epsilon$  в этих материалах не представляется возможным.
- 

