

Анализ частотных характеристик неорганических диэлектриков с одним типом релаксаторов

КОСТЮКОВ Н.С., ЩЕРБАКОВА Е.В., СОКОЛОВА С.М.

На основе теории вынужденных колебаний определены действительная и мнимая части поляризуемости для упругого и релаксационного характера колебаний ионов в области релаксационной поляризации, дан анализ диэлектрических характеристик и тангенса угла диэлектрических потерь для неорганических материалов с одним типом релаксатора в зависимости от вида его колебаний. Показано, что в диэлектриках с одним типом релаксатора в области частот $\omega < \omega_0$ диэлектрическая проницаемость описывается одним видом формул независимо от вида колебаний: упругих (при $b < \omega_0$) или релаксационных (при $b > \omega_0$). Поляризация на данных частотах не дает вклада в диэлектрические потери, которые в этом случае определяются только потерями проводимости. При $\omega > \omega_0$ колебания релаксаторов находятся в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра. В области дисперсии формулы, описывающие диэлектрические характеристики для упругих ($b < \omega_0$) и релаксационных ($b > \omega_0$) колебаний, различны.

Ключевые слова: поляризуемость, диэлектрическая проницаемость, диэлектрические потери, резонансная частота, релаксационная область, керамические диэлектрики

Типичный представитель материалов с одним типом проводимости и, соответственно, одним типом релаксатора, определяемым слабо связанными носителями заряда, — электротехнический фарфор, являющийся твердым электролитом, проводимость которого в широкой области температур определяется ионами натрия.

Проанализируем частотную зависимость диэлектрических характеристик неорганических диэлектриков с одним типом релаксаторов в области релаксационной поляризации для частот до 10^{12} с⁻¹.

Заряд в диэлектрике под действием внешнего электрического поля подчиняется дифференциальному уравнению вынужденных колебаний:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + d \frac{dx}{dt} + kx = qE_0 e^{i\omega t}, \quad (1)$$

где x — смещение заряда q массой m под действием внешнего переменного электрического поля $E = E_0 e^{i\omega t}$; d — коэффициент внутреннего трения; k — коэффициент квазиупругой силы [1].

В результате внешнего электрического воздействия в диэлектрике возникает поляризованность P , которая определяется значением $P = qxN_0 = Nm$ где N_0 — концентрация ионов; m — электрический дипольный момент; N — концентрация дипольных моментов в единице объема диэлектрика; уравнение (1) приводится к виду [4]:

$$\frac{d^2 P}{dt^2} + 2b \frac{dP}{dt} + \omega_0^2 P = \frac{Nq^2 E_0 e^{i\omega t}}{m}, \quad (2)$$

решение которого относительно поляризованности может быть представлено выражением

$$P = \frac{Nq^2 / m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2ib\omega}. \quad (3)$$

Формула комплексной поляризуемости будет иметь вид [4]:

$$a^* = \frac{P}{N} = \frac{q^2 / m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2ib\omega}. \quad (4)$$

Соответственно, действительную часть поляризуемости, определяющую диэлектрическую проницаемость, можно представить выражением

$$a' = \frac{q^2}{m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4b^2 \omega^2}, \quad (5)$$

а мнимую часть поляризуемости, определяющую потери и тангенс угла диэлектрических потерь, выражением

$$a'' = \frac{q^2}{m} \frac{2b\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4b^2 \omega^2}. \quad (6)$$

Согласно [3] резонансная частота иона проводимости определяется по формуле

$$\omega_0^2 = \frac{q^2}{\rho R^3 \epsilon_{\neq} \epsilon_0 m}, \quad (7)$$

где R — значение области релаксации; ϵ_{\neq} — диэлектрическая проницаемость при упругих видах колебаний; ϵ_0 — электрическая постоянная $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ Ф/м²).

Постоянная затухания в (2) определяется с учетом времени релаксации и резонансной частоты:

$$t = \frac{2b}{\omega_0^2 + 4b^2} \gg \frac{gm}{q^2 n}, \quad (8)$$

где t — время релаксации; g — удельная электропроводность; n — концентрация носителей тока.

По теории колебаний в зависимости от соотношений между резонансной частотой и коэффициентом затухания колебания заряженной частицы под действием внешнего поля могут носить упругий или релаксационный характер [5]: при $b < w_0$ — упругий характер и $2b = w_0^2 t$; при $b > w_0$ — релаксационный характер и $2b = 1/t$.

При $b < w_0$, когда режим колебаний резонансный и $2b = w_0^2 t$, запись формул (5) и (6) в разных областях частот имеет особенности.

При $w < w_0$ — область низких частот

$$a_{\phi} = \frac{q^2}{m w_0^2} = p R^3 \epsilon_{\neq} \epsilon_0; \quad (9)$$

$$a_{\phi} = \frac{q^2 2bw}{m w_0^4} = \frac{q^2 w w_0^2 t}{m w_0^4} = p R^3 \epsilon_{\neq} \epsilon_0 w t. \quad (10)$$

Если $w \ll 0$, то $a_{\phi} = 0$.

При $w = w_0$ (условие резонанса)

$$a_{\phi} = 0; \quad (11)$$

$$a_{\phi} = \frac{q^2}{2bmw_0} = \frac{q^2}{t w_0^3 m} = \frac{p R^3 \epsilon_{\neq} \epsilon_0}{w_0 t}. \quad (12)$$

Как следует из [2], при резонансе $w_0 t = \sqrt{\frac{\epsilon_{ст}}{\epsilon_{\neq}}}$,

где $\epsilon_{ст}$ — значение диэлектрической проницаемости на постоянном напряжении (при $w = 0$). Для электротехнических неорганических материалов (керамика, стекло) $w_0 t \gg 1$ и

$$a_{\phi} \gg p R^3 \epsilon_{\neq} \epsilon_0 \quad (13)$$

или более точно

$$a_{\phi} = \frac{p R^3 \epsilon_{\neq} \epsilon_0}{w_0 t} = \frac{p R^3 \epsilon_{\neq} \epsilon_0}{\sqrt{\frac{\epsilon_{ст}}{\epsilon_{\neq}}}} = p R^3 \epsilon_0 \epsilon_{\neq}^{3/2} \epsilon_{ст}^{-1/2}, \quad (14)$$

где $\epsilon_{ст} = \epsilon_{\phi}$ при $w = 0$.

При $w_0 t = 1$ условие $2b = w_0^2 t$ изменяется: $2b = w_0$, откуда $b = w_0 / 2$, т.е. коэффициент затухания равен половине резонансной частоты, что обычно имеет место в случае электронной поляризации [1].

При $w \gg w_0$ (высокие частоты):

$$w_0^2 - w^2 \gg -w^2;$$

$$(w_0^2 - w^2)^2 + 4b^2 w^2 \gg w^2 (w^2 + 4b^2);$$

$$a_{\phi} = \frac{q^2}{m} \frac{1}{w^2 + 4b^2} \gg \frac{q^2}{m w^2}, \quad (15)$$

так как $b < w_0 < w$;

$$a_{\phi} = \frac{q^2}{m w} \frac{2b}{w^2 + 4b^2} \gg \frac{2b q^2}{w^3 m}, \quad (16)$$

так как $b < w_0 < w$.

В области дисперсионных частот ($w \gg w_0$) имеем: $w_0 - w = Dw$, $w_0^2 - w^2 = 2Dww = 2Dww_0$; $(w_0^2 - w^2)^2 = 4Dw^2 w^2 = 4Dw^2 w_0^2$.

Тогда при упругом характере колебаний релаксатора в области дисперсионных частот:

$$a_{\phi} = \frac{q^2}{m} \frac{2Dww}{4Dw^2 w^2 + 4b^2 w^2} \gg \frac{q^2}{2mw} \frac{Dw}{Dw^2 + b^2}; \quad (17)$$

$$a_{\phi} = \frac{q^2}{m} \frac{2bw}{4Dw^2 w^2 + 4b^2 w^2} \gg \frac{q^2}{2mw} \frac{b}{Dw^2 + b^2}. \quad (18)$$

При $b > w_0$ имеем релаксационный режим колебаний и $2b = 1/t$. При $w < w_0$ в области низких частот значение a_{ϕ} определяется по (9), а значение a_{ϕ} по формуле

$$a_{\phi} = \frac{q^2 2bw}{m w_0^4} = \frac{q^2 w}{m w_0^4 t} = p R^3 \epsilon_{\neq} \epsilon_0 \frac{w}{w_0}, \quad (19)$$

так как $w_0 t \gg 1$.

При $w \ll 0$ значение $a_{\phi} = 0$, т.е. в данной области частот формулы, определяющие поляризацию при упругом и релаксационном режимах, имеют один и тот же вид.

При $w = w_0$ (область резонанса), как и при упругом характере колебаний ионов, имеем $a_{\phi} = 0$, а значение a_{ϕ} можно определить по формуле

$$a_{\phi} = \frac{q^2}{2bmw_0} = \frac{q^2 t}{w_0 m}. \quad (20)$$

В области релаксации при $w = w_0$ поляризация, определяемая упругими и релаксационными колебаниями, имеет один и тот же вид, но для мнимой

ее части $a_{\phi} = \frac{q^2}{2bmw_0}$ подстановка $2b = 1/t$ в случае релаксационных колебаний приводит к выражению

$$a_{\phi} = \frac{q^2 t}{w_0 m}, \text{ а подстановка } 2b = w_0^2 t \text{ в случае упругих}$$

колебаний — к выражению $a_{\phi} = \frac{p R^3 \epsilon_{\neq} \epsilon_0}{w_0 t}$.

При $w > w_0$ (область высоких частот)

$$a_{\phi} = \frac{q^2}{m} \frac{1}{w^2 + 4b^2}; \quad (21)$$

$$a_{\text{ф}} = -\frac{q^2}{mw} \frac{2b}{w^2 + 4b^2}. \quad (22)$$

В области дисперсионных частот ($w \gg w_0$) при релаксационном характере колебаний релаксатора значения $a_{\text{ф}}$ и $a_{\text{ф}}$ можно определить по формулам, идентичным выражениям (17) и (18). Но так как $b > w_0 \gg w$, то

$$a_{\text{ф}} \gg \frac{q^2}{2mwb}. \quad (23)$$

Рассмотрим зависимость диэлектрических характеристик от вида колебаний релаксатора.

В области низких частот ($w < w_0$) при упругом резонансном характере колебаний ($b < w_0$)

$$\epsilon_{\text{ф}} = \epsilon_{\text{ф}} + \frac{2na_{\text{ф}}}{3\epsilon_0} = \epsilon_{\text{ф}} + \frac{2}{3}npR^3\epsilon_{\text{ф}} = \epsilon_{\text{ф}} \left(1 + \frac{2}{3}npR^3\right) \quad (24)$$

$$\epsilon_{\text{ф}} = \frac{2na_{\text{ф}}}{3\epsilon_0} = \frac{2}{3}npR^3\epsilon_{\text{ф}}wt; \quad (25)$$

$$\text{tg}\delta = \frac{\epsilon_{\text{ф}}}{\epsilon_{\text{ф}}} = \frac{\frac{2}{3}npR^3wt}{1 + \frac{2}{3}npR^3}. \quad (26)$$

При $w \ll 0$ значение $\epsilon_{\text{ф}} \ll 0$, следовательно, $\text{tg}\delta \ll 0$, т.е. поляризационные процессы за счет упругих колебаний при $w \ll 0$ не вносят вклада в диэлектрические потери, они определяются только сквозной проводимостью $\epsilon_{\text{ф}} = \frac{g}{e_0w}$, тогда

$$\text{tg}\delta = \frac{\epsilon_{\text{ф}}}{\epsilon_{\text{ф}}} = \frac{g/e_0w}{\epsilon_{\text{ф}} \left(1 + \frac{2}{3}npR^3\right)}. \quad (27)$$

В случае релаксационных колебаний ($b > w_0$) в области низких частот ($w < w_0$) диэлектрическая проницаемость определяется, как и для упругого характера колебаний релаксатора, в соответствии с (24).

Диэлектрические потери в случае релаксационных колебаний на низких частотах:

$$\epsilon_{\text{ф}} = \frac{2na_{\text{ф}}}{3\epsilon_0} = \frac{2}{3}npR^3\epsilon_{\text{ф}} \frac{w}{w_0}; \quad (28)$$

$$\text{tg}\delta = \frac{\epsilon_{\text{ф}}}{\epsilon_{\text{ф}}} = \frac{\frac{2}{3}npR^3\epsilon_{\text{ф}} \frac{w}{w_0}}{1 + \frac{2}{3}npR^3}. \quad (29)$$

При $w \ll 0$ значение $\epsilon_{\text{ф}} \ll 0$ и, следовательно, $\text{tg}\delta = \frac{\epsilon_{\text{ф}}}{\epsilon_{\text{ф}}} = 0$, т.е. поляризационные процессы и в релаксационном режиме колебаний релаксатора в области частот $w \ll 0$ не вносят вклада в диэлектрические потери, которые определяются только

сквозной проводимостью ($\epsilon_{\text{ф}} = \frac{g}{e_0w}$), при этом

значения тангенса угла диэлектрических потерь можно определить в соответствии с формулой, идентичной (27).

В области резонанса ($w = w_0$) в упругом режиме колебаний релаксатора ($b < w_0$)

$$\epsilon_{\text{ф}} = \epsilon_{\text{ф}} + \frac{2na_{\text{ф}}}{3\epsilon_0} = \epsilon_{\text{ф}}; \quad (30)$$

$$\epsilon_{\text{ф}} = \frac{2na_{\text{ф}}}{3\epsilon_0} = \frac{2}{3} \frac{npR^3\epsilon_{\text{ф}}}{w_0t} \gg \frac{2}{3}npR^3\epsilon_{\text{ф}} \quad (31)$$

при $w_0t = 1$

$$\text{или } \epsilon_{\text{ф}} = \frac{2}{3} \frac{npR^3\epsilon_{\text{ф}}}{\sqrt{\frac{\epsilon_{\text{ст}}}{\epsilon_{\text{ф}}}}} \gg \frac{2}{3}npR^3\epsilon_{\text{ф}}^{3/2}\epsilon_{\text{ст}}^{-1/2} \quad (32)$$

при $w_0t = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{ст}}}{\epsilon_{\text{ф}}}}$,

тогда

$$\text{tg}\delta = \frac{\epsilon_{\text{ф}}}{\epsilon_{\text{ф}}} \gg \frac{2}{3}npR^3 \quad (33)$$

при $w_0t = 1$

$$\text{или } \text{tg}\delta = \frac{\epsilon_{\text{ф}}}{\epsilon_{\text{ф}}} \gg \frac{2}{3}npR^3\epsilon_{\text{ф}}^{1/2}\epsilon_{\text{ст}}^{-1/2} \quad (34)$$

при $w_0t = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{ст}}}{\epsilon_{\text{ф}}}}$.

В области резонанса ($w = w_0$) в релаксационном режиме колебаний релаксатора ($b > w_0$) значение $\epsilon_{\text{ф}}$ как и при упругом характере колебаний, равно $\epsilon_{\text{ф}}$, а для диэлектрических потерь

$$\epsilon_{\text{ф}} = \frac{2na_{\text{ф}}}{3\epsilon_0} = \frac{2}{3} \frac{nq^2}{2bmw_0e_0} = \frac{2}{3} \frac{nq^2t}{mw_0e_0}, \quad (35)$$

тогда поляризационная составляющая тангенса угла диэлектрических потерь

$$\text{tg}\delta = \frac{\epsilon_{\text{ф}}}{\epsilon_{\text{ф}}} = \frac{2}{3} \frac{nq^2t}{mw_0e_0\epsilon_{\text{ф}}} \quad (36)$$

и общие потери равны:

$$\text{tg}\delta = \frac{\epsilon_{\text{ф}} + \epsilon_{\text{ф}}}{\epsilon_{\text{ф}}} = \frac{\frac{g}{e_0w_0} + \frac{2}{3} \frac{nq^2t}{mw_0e_0}}{\epsilon_{\text{ф}}}. \quad (37)$$

В области высоких частот ($w > w_0$) при упругих резонансных колебаниях ($b < w_0$) релаксатора

$$\epsilon_{\text{ф}} = \epsilon_{\text{ф}} - \frac{2nq^2}{3me_0} \frac{1}{w^2 + 4b^2}. \quad (38)$$

Так как $b < w_0 < w$, то

$$\epsilon_{\text{эф}} = \epsilon_{\text{эф}} - \frac{2}{3} \frac{nq^2}{m\epsilon_0 w^2}, \quad (39)$$

следовательно, при $w \gg w_0$ значение $\epsilon_{\text{эф}} \approx 1$,

$$\epsilon_{\text{эф}} = \frac{2}{3} \frac{nq^2}{m\epsilon_0 w^2} \frac{2b}{w^2 + 4b^2} = \frac{4bnq^2}{3m\epsilon_0 w^3}, \quad (40)$$

и при $w \gg w_0$ значение $\epsilon_{\text{эф}} \approx 0$.

Поляризационная составляющая потерь

$$\text{tgd} = \frac{\epsilon_{\text{эф}}}{\epsilon_{\text{эф}}} = \frac{\frac{4bnq^2}{3m\epsilon_0 w^3}}{\epsilon_{\text{эф}} - \frac{2}{3} \frac{nq^2}{m\epsilon_0 w^2}} = \frac{4bnq^2}{3m\epsilon_0 \epsilon_{\text{эф}} w^3 - 2nq^2}. \quad (41)$$

Общие потери с учетом потерь проводимости

$$\text{tgd} = \frac{\epsilon_{\text{эф}}^{\text{пр}} + \epsilon_{\text{эф}}^{\text{пол}}}{\epsilon_{\text{эф}}} = \frac{\frac{g}{\epsilon_0 w} + \frac{4}{3} \frac{bnq^2}{mw^3 \epsilon_0}}{\epsilon_{\text{эф}} - \frac{2}{3} \frac{nq^2}{m\epsilon_0 w^2}}. \quad (42)$$

При $w \gg w_0$ значение $\epsilon_{\text{эф}}^{\text{пол}} \approx 0$ и $\epsilon_{\text{эф}}^{\text{пр}} \approx 0$, поэтому общие потери $\text{tgd} \approx 0$.

В области высоких частот ($w > w_0$) при релаксационном характере колебаний ($b > w_0$) релаксатора значение $\epsilon_{\text{эф}}$ как и при упругом характере колебаний, определяется (38), а для диэлектрических потерь имеем

$$\epsilon_{\text{эф}} = \frac{2}{3} \frac{nq^2}{\epsilon_0} = \frac{4}{3} \frac{bnq^2}{m\epsilon_0 w^2 + 4b^2} \frac{1}{w^2 + 4b^2}; \quad (43)$$

поляризационные потери

$$\begin{aligned} \text{tgd} &= \frac{\epsilon_{\text{эф}}}{\epsilon_{\text{эф}}} = \frac{\frac{4bnq^2}{3m\epsilon_0 w} \frac{1}{w^2 + 4b^2}}{\epsilon_{\text{эф}} - \frac{2}{3} \frac{nq^2}{m\epsilon_0 w^2} \frac{1}{w^2 + 4b^2}} = \\ &= \frac{4bnq^2}{3m\epsilon_0 \epsilon_{\text{эф}} w(w^2 + 4b^2) - 2nq^2 w}; \end{aligned} \quad (44)$$

общие потери

$$\text{tgd} = \frac{\epsilon_{\text{эф}}}{\epsilon_{\text{эф}}} = \frac{\frac{g}{\epsilon_0 w} + \frac{4bnq^2}{3m\epsilon_0 w} \frac{1}{w^2 + 4b^2}}{\epsilon_{\text{эф}} - \frac{2}{3} \frac{nq^2}{m\epsilon_0 w^2} \frac{1}{w^2 + 4b^2}}. \quad (45)$$

При $w \gg w_0$ значение $\epsilon_{\text{эф}} \approx 1$, $\epsilon_{\text{эф}}^{\text{пол}} \approx 0$ и $\epsilon_{\text{эф}}^{\text{пр}} \approx 0$, следовательно, как и при упругих колебаниях, общие потери $\text{tgd} \approx 0$.

Обычно в случае керамических материалов и стекол значения w_0 лежат в области частот,

больших 10^{12} Гц, и поляризационные процессы при более высоких частотах рассматриваются в инфракрасных и оптических областях.

Рассмотрим диэлектрические параметры в области дисперсионных частот, т.е. при условии $w \gg w_0$.

При упругих резонансных колебаниях релаксатора ($b < w_0$) в области дисперсионных частот:

$$\epsilon_{\text{эф}} = \epsilon_{\text{эф}} + \frac{2}{3} \frac{na\phi}{\epsilon_0} = \epsilon_{\text{эф}} + \frac{2}{3} \frac{nq^2}{2mw\epsilon_0} \frac{Dw}{Dw^2 + b^2}; \quad (46)$$

$$\epsilon_{\text{эф}} = \frac{2}{3} \frac{na\phi}{\epsilon_0} = \frac{2}{3} \frac{nq^2}{2mw\epsilon_0} \frac{b}{w^2 + 4b^2} = \frac{nq^2 b}{3\epsilon_0 mw(Dw^2 + b^2)}; \quad (47)$$

общие потери

$$\text{tgd} = \frac{\epsilon_{\text{эф}}^{\text{пр}} + \epsilon_{\text{эф}}^{\text{пол}}}{\epsilon_{\text{эф}}} = \frac{\frac{g}{\epsilon_0 w} + \frac{nbq^2}{3m\epsilon_0 (Dw^2 + b^2)}}{\epsilon_{\text{эф}} + \frac{nq^2 Dw}{3\epsilon_0 mw(Dw^2 + b^2)}}. \quad (48)$$

В области дисперсии ($w \gg w_0$) при релаксационных колебаниях ($b > w_0$) значение $\epsilon_{\text{эф}}$ как и при упругом характере колебаний, определяется по (46), а диэлектрические потери

$$\epsilon_{\text{эф}} = \frac{2}{3} \frac{na\phi}{\epsilon_0} = \frac{2}{3} \frac{nq^2}{2mw\epsilon_0} \frac{b}{Dw^2 + b^2} = \frac{nq^2}{3\epsilon_0 mwb}, \quad (49)$$

так как $b > w_0 \gg w$,

общие потери

$$\text{tgd} = \frac{\epsilon_{\text{эф}}^{\text{пр}} + \epsilon_{\text{эф}}^{\text{пол}}}{\epsilon_{\text{эф}}} = \frac{\frac{g}{\epsilon_0 w} + \frac{nq^2}{3m\epsilon_0 b}}{\epsilon_{\text{эф}} + \frac{nq^2 Dw}{3\epsilon_0 mw(Dw^2 + b^2)}}. \quad (50)$$

Выводы. 1. В диэлектриках с одним типом релаксатора в области частот $w < w_0$ диэлектрическая проницаемость описывается одним видом формул независимо от вида колебаний: упругих (при $b < w_0$) или релаксационных (при $b > w_0$). Поляризация на данных частотах не вносит вклад в диэлектрические потери, которые в этом случае определяются только потерями проводимости.

2. При $w > w_0$ колебания релаксаторов находятся в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра.

3. В области дисперсии ($w \gg w_0$) формулы, описывающие диэлектрические характеристики для упругих колебаний ($b < w_0$) и релаксационных колебаний ($b > w_0$) релаксатора, различны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хиппель А.Р. Диэлектрики и волны/Пер. с англ. — М.: Изд-во иностранной литературы, 1960, 438 с.
2. Сканави Г.И. Физика диэлектриков: область слабых полей. — М.; Л.: Государственное издательство технико-теоретической литературы (ГИТТЛ), 1949, 500 с.
3. Костюков Н.С., Лукичев А.А., Мунинов М.И., Атраш С.М., Скрипников Ю.С. Диэлектрики и радиация, кн. 2. ϵ и $\text{tg}d$ при облучении/Под общ. ред. Н.С. Костюкова. — М.: Наука, 2002, 326 с.
4. Костюков Н.С., Соколова С.М., Еремина Н.В. Начала волновой теории диэлектриков. — Благовещенск: Изд-во Амурского государственного университета, 2013, 200 с.
5. Лукичев А.А., Костюков Н.С. Применение теории гармонических колебаний для описания релаксационной поляризации. — Вестник Амурского научного центра Дальневосточного отделения РАН. Физика, химия, материаловедение, 2002, вып. 3, с. 13—20.

[18.02.15]

Авторы: **Костюков Николай Сергеевич** окончил физико-математический факультет Воронежского государственного университета в 1949 г. В 1972 г. защитил докторскую диссертацию «Действие облу-

Elektrichestvo (Electricity), 2015, No. 7, pp. 62—66.

Analyzing the Frequency Responses of Inorganic Dielectrics with One Type of Relaxation Oscillators

N.S. KOSTYUKOV, E.V. SHCHERBAKOVA, and S.M. SOKOLOVA

The real and imaginary polarizability components for the elastic and relaxation oscillation patterns of ions in the relaxation polarization domain are determined based on the theory of forced oscillations, and the dielectric characteristics and dielectric loss tangent of inorganic materials with one type of relaxation oscillator are analyzed as a function of the kind of its oscillations. It is shown that the dielectric constant of dielectrics with one type of relaxation oscillator is described in the frequency band $\omega < \omega_0$ by formulas of the same kind irrespectively on the type of oscillations: elastic (at $b < \omega_0$) or relaxation ones (at $b > \omega_0$). The polarization at these frequencies does not make contribution in dielectric losses, which are determined in this case only by the conductivity losses. At $\omega > \omega_0$ the oscillations of relaxation oscillators are in the infrared, visible, and ultraviolet regions of the spectrum. In the dispersion region, the formulas describing the dielectric characteristics for elastic oscillations ($b < \omega_0$) differ from those describing similar characteristics for relaxation oscillations ($b > \omega_0$).

Key words: polarizability, dielectric constant, dielectric losses, resonance frequency, relaxation region, ceramic dielectrics

REFERENCES

1. Khippel' A.R. *Dielektriki i volny / Per. s angl.* (Dielectrics and waves/Transl. from English). Moscow, Foreign Literature Publ. House, 1960, 438 p.
2. Skanavi G.I. *Fizika dielektrikov: oblast' slabykh polei* (Physics of dielectrics: weak fields). Moscow and Leningrad, Technical and Theoretical State Publ. House, 1949, 500 p.
3. Kostyukov N.S., Lukichev A.A., Muminov M.I., Atrash S.M., Skripnikov Yu.S. *Dielektriki i radiatsiya. Kn. 2: ϵ i $\text{tg}d$ pri obluchenii/ Pod red. N.S. Kostyukova* (Dielectrics and radiation. 2-d

book: ϵ and $\text{tg}d$ under irradiation/Edit by N.S. Kostyukov). Moscow, Publ. Nauka, 2002, 326 p.

4. Kostyukov N.S., Sokolova S.M., Eremina N.V. *Nachalo volnovoï teorii dielektrikov* (Beginning of dielectrics wave theory). Blagoveshchensk, Publ. of Amur State University, 2013, 200 p.

5. Lukichev A.A., Kostyukov N.S. *Vestnik Amurskogo nauchnogo tsentra Dal'nevostochnogo otdeleniya Rossiiskoi Akademii Nauk. Fizika, Khimiya, materialovedeniye — in Russ.* (Bulletin of Amur Scientific Centre of Far-East Branch of Russian Academy of Sciences. Physica, chemistry, materials), 2002, iss 3, pp. 13—20.

Authors: **Kostyukov Nikolai Sergeevich** (Blagoveshchensk, Russia) — Dr. Sci. (Eng.), Chief scientific researcher, Amur State University.

Shcherbakova Elena Vladimirovna (Blagoveshchensk, Russia) — Cand. Sci. (Eng.), Head of the Department, Amur Branch of G.I. Nevel'skii Sea State University.

Sokolova Svetlana Mikhailovna (Blagoveshchensk, Russia) — Cand. Sci. (Eng.), Scientific researcher, Geology and Nature Institute, Far-East Branch of Russian Academy of Sciences.

