

УДК 539.2+537.226

**КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ
В НАНОМЕТРОВЫХ СЛОЯХ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ
ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ****В.А. Калытка¹, А.И. Алиферов⁴, М.В. Коровкин^{2,3},
А.Д. Мехтиев^{3,5}, П.Ш. Мади^{1,3}**¹ *Карагандинский технический университет*² *Томский государственный университет*³ *Томский политехнический университет*⁴ *Новосибирский государственный технический университет*⁵ *Казахский агротехнический университет им. С. Сейфуллина*

На основании существующей физической модели (с учетом ряда ранее установленных экспериментальных допущений) протонной релаксации строится и исследуется квантовое кинетическое уравнение, описывающее, совместно с операторным уравнением Пуассона, механизм диффузионного туннельного переноса ионов водорода (протонов) в потенциальном поле кристаллической решетки, возмущенной поляризующим полем (квантовая диффузионная поляризация) в кристаллах с водородными связями. Расчет измеряемой в эксперименте величины поляризации кристалла проводится путем полного квантово-механического усреднения оператора поляризации с помощью неравновесной матрицы плотности, вычисляемой для ансамбля невзаимодействующих протонов, без учета протон-фононного взаимодействия, причем фононная подсистема (в данной модели) представляет собой слабое пространственно-однородное силовое поле, воздействующее на релаксаторы (протоны) на фоне основных сил водородных связей. Равновесная матрица плотности вычисляется с помощью квантовой статистики Больцмана. Исследуется влияние параметров электрического поля (амплитуда и частота электродвижущей силы) и температур на нелинейные свойства спектров комплексной диэлектрической проницаемости в широком диапазоне варьирования толщины кристаллического слоя. Теоретически, в КВС обнаружены размерные эффекты, проявляющиеся в смещениях низкотемпературных (50–100 К) максимумов тангенса угла диэлектрических потерь в сторону сверхнизких температур (4–25 К) с уменьшением амплитуд максимумов на три–четыре порядка, при сокращении толщины кристаллического слоя от 1–10 мкм до 1–10 нм. Установлено, что аномально высокие квантовые прозрачности потенциального барьера для протонов (0,8–0,9) в тонких пленках кристаллов с водородными связями (1–10 нм) обуславливают вблизи температур смещенных максимумов диэлектрических потерь (4–25 К) квазисегнетоэлектрическое состояние, характеризуемое также аномально высокими значениями вещественной компоненты комплексной диэлектрической проницаемости (2,5–3,5 млн). При этом мнимая компонента комплексной диэлектрической проницаемости существенно не изменяется и мала по величине (0,06–0,08). Как и все сегнетоэлектрики с водородными связями, кристаллы онотского талька и гипса описываются прямоугольной петлей гистерезиса.

Ключевые слова: кристаллы с водородными связями, нелинейная квантовая диффузионная поляризация, туннелирование протонов, квантовая прозрачность потенциального барьера для протонов, ансамбль невзаимодействующих протонов, сегнетоэлектрики с водородными связями, квазисегнетоэлектрическое состояние.

DOI: 10.17212/1727-2769-2021-2-14-33

Введение

В последние два десятилетия существенную роль в современной промышленности играют композиционные материалы на основе слоистых диэлектриков

с ионно-молекулярной химической связью, способные проявлять в определенных диапазонах параметров полей и температур высокую ионную проводимость [1].

Отдельную категорию ионно-молекулярных диэлектриков представляют кристаллы с водородными связями (КВС), используемые в радиоэлектронике (элементы электронно-управляемых систем СВЧ, ССВЧ-диапазона [1]), оптоэлектронике (нелинейные преобразователи оптических сигналов; оптоволоконные датчики), лазерной технике (регуляторы параметров излучения и электрические затворы) [2–9], микроэлектронике (полевые транзисторы, резонансные туннельные диоды, МДП, МПМ-структуры), электроэнергетике и технике высоких напряжений (изоляционные покрытия токоотводящих элементов электрогенераторов ТЭС) [10–13].

По электрофизическим свойствам КВС классифицируются как протонные полупроводники и диэлектрики (ППД) и проявляют свойство протонной проводимости, сводящейся к диффузионному переносу ионов водорода (протонов) по водородным связям в направлении силовых линий внешнего электрического поля [1].

Проявление у сегнетоэлектриков класса КВС (КДП [1], триглицинсульфат (ТГС) [10], сегнетова соль [11] и др.) прямоугольной петли гистерезиса (ППГ) с аномально большим временем релаксации остаточной поляризации (до 10 лет) позволяет использовать эти материалы в конденсаторах энергонезависимых быстродействующих запоминающих устройств (ячейки памяти типа DRAM, FeRAM и др.) электронно-вычислительных устройств [12, 13].

1. Краткий обзор проблемы исследования. Выбор методологии исследования

В области высоких температур (100–550 К) основной вклад в диэлектрическую релаксацию в КВС вносят термически активируемые (классические) переходы релаксаторов (протонов) по водородным связям [14]. В этом случае теоретические исследования механизмов поляризации и проводимости проводятся методами квазиклассической кинетической теории, на основании совместного решения системы нелинейных уравнений Фоккера–Планка и Пуассона, в произвольном приближении k по безразмерному малому параметру теории возмущений ($\gamma \approx 0,001 \div 0,1$) [1] и уже в линейном приближении по параметру сравнения ($\gamma < 0,1$) хорошо согласуются с экспериментом [14].

В области низких температур (50–100 К) доминирующий вклад в релаксационные процессы в КВС вносят туннельные (квантовые) переходы протонов через потенциальный барьер, параметр разложения заметно увеличивается ($\gamma > 0,1$) [15], что требует более строгого учета влияния нелинейных эффектов на поляризацию. При этом энергетический спектр протонов в потенциальном поле кристаллической решетки становится квазидискретным и статистические свойства протонной подсистемы в равновесном состоянии описываются матрицей плотности, вычисляемой квантового канонического распределения Гиббса [15, 16].

При этом теоретически выявлены смещения низкотемпературных максимумов плотности термостимулированного тока деполяризации (ТСТД) в КВС в сторону сверхнизких температур (4–25 К) с увеличением амплитуд максимумов на три-четыре порядка, при сокращении толщины кристаллического слоя от 3–30 мкм до 3–30 нм. Этот эффект объясняется в [15] аномальными изменениями структуры и параметров квазидискретного энергетического спектра протонов при толщине диэлектрика порядка 1–10 нм. В [17] исследована зонная структура и рассчитаны параметры энергетических зон (ширина зоны, «дно» и «потолок» зоны

и др.) протонов. При этом исследования детализированного, с точки зрения численной оценки влияний параметров потенциального рельефа протона (параметр решетки, энергия активации, ширина и высота потенциального барьера) и толщины диэлектрика на динамику и величины смещений (по температуре и амплитуде) низкотемпературных максимумов ТСТД в КВС в [15, 17], не проводились. Максимумы тангенса угла диэлектрических потерь в КВС в области низких температур (50–100 К) выявить из эксперимента пока не удается [15].

Решение данной проблемы, выполненное на основании ранее построенной физико-математической модели квантовой туннельной поляризации КВС [16–18], с привлечением аппарата минимизации функции сравнения [19, 20], позволит разработать и реализовать с помощью компьютерной программы (комплекта программ) оптимизированную схему численного анализа и прогнозирования свойств температурных спектров термостимулированного тока деполяризации и тангенса угла в КВС [15, 17].

Целью данной работы является усовершенствование физико-математической модели и численное исследование влияний нелинейностей квантового кинетического уравнения на механизм туннельной диффузионной поляризации, применительно к температурным спектрам тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta(T)$, в кристаллах с водородными связями (КВС) в широком диапазоне изменения толщины кристаллического слоя (1 нм–10 мкм). Область изменения температур кристалла принимаем от 10 К до 550 К. Туннельное диффузионное движение основных носителей заряда (протонов) в КВС доминирует, по данным эксперимента, в области низких температур (50–100 К) и характеризуется малыми значениями энергии активации (0,05–0,1 эВ) [14].

Важным является вопрос об исследовании влияний толщины диэлектрика и параметров релаксаторов (U_0 – высота потенциального барьера, сравнимая с энергией активации протонов на водородной связи; δ_0 – ширина потенциального барьера; ω_0 – круговая частота колебаний протона в потенциальной яме; n_0 – равновесная концентрация [17]) на свойства диэлектрика и динамику температурного поведения тангенса угла диэлектрических потерь в КВС. А также вопрос о влияниях частоты ω переменного поляризуемого поля на тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta(\omega, T)$. В силу специфики, экспериментальных и теоретических методов изучения частотных зависимостей [15, 21] в рамках данной работы этот вопрос не рассматривается и является предметом отдельного исследования.

2. Квантово-механическая модель диэлектрических потерь в протонных полупроводниках и диэлектриках в области низких и сверхнизких температур

Прямые квантово-механические исследования неравновесных электрофизических процессов в диэлектрике будем строить из решения квантового кинетического уравнения Лиувилля [15, 16], позволяющего, совместно с операторным уравнением Пуассона и уравнением Шрёдингера, построить неравновесную матрицу плотности и на этой основе перейти к вычислениям измеряемых в эксперименте величин (ток термостимулированной деполяризации, тангенс угла диэлектрических потерь и др.).

В отсутствие внешнего возмущения моделируемая система (кристалл класса КВС) описывается уравнением Лиувилля [15, 16].

$$\frac{\partial \hat{\rho}_C^{(0)}}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}_C^{(0)}, \hat{H}_C^{(0)}] = 0. \quad (1)$$

Гамильтониан невозмущенной системы (кристалла) представим в виде [16]

$$\hat{H}_C^{(0)} = \hat{H}_{pr,C}^{(0)} + \hat{H}_{ph} + \hat{H}_{pr,ph}. \quad (2)$$

В (2) $\hat{H}_{pr,C}^{(0)}$ – гамильтониан протонной подсистемы; \hat{H}_{ph} – гамильтониан фоновонной подсистемы; $\hat{H}_{pr,ph}$ – оператор протон-фононного взаимодействия.

Согласно экспериментально установленным для КВС допущениям [2], пренебрегая протон-фононным взаимодействием $\hat{H}_{pr,ph} \rightarrow 0$, принимая гамильтониан фоновонной подсистемы числовым оператором $\hat{H}_{ph} \rightarrow \text{const}$ и ограничиваясь моделью идеального протонного газа, преобразуем уравнение (1) к уравнению Лиувилля для протонной подсистемы [16]:

$$\frac{\partial \hat{\rho}_{pr}^{(0)}}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}_{pr}^{(0)}, \hat{H}_{pr}^{(0)}] = 0. \quad (3)$$

Здесь $\hat{H}_{pr}^{(0)}$ – невозмущенный внешним полем гамильтониан отдельного протона.

Поскольку энергия Ферми протонного газа в КВС стремится к нулю [15, 16], решение уравнения (3) запишем согласно квантовой статистике Больцмана [16]:

$$\hat{\rho}_{pr}^{(0)} = N_{pr,F} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{E_n^{(0)}}{k_B T}\right) \right\}^{-1} \exp\left(-\frac{\hat{H}_{pr}^{(0)}}{k_B T}\right). \quad (4)$$

Здесь $N_{pr,F}$ – полное количество релаксаторов (протонов), двигающихся с заданной энергией активации U_0 [15, 16].

Статистический оператор протонной подсистемы в присутствии поляризующего поля вычисляется из уравнения [16]

$$\frac{\partial \hat{\rho}_{pr}}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}_{pr}, \hat{H}_{pr}] = 0, \quad (5)$$

где $\hat{H}_{pr} = \hat{H}_{pr}^{(0)} + \hat{W}_{el}(\vec{r}; t)$ – возмущенный внешним полем гамильтониан протона; \hat{W}_{el} – возмущающая поправка к оператору $\hat{H}_{pr}^{(0)}$; \vec{r} – радиус-вектор протона; $\hat{\rho}_{pr} = \hat{\rho}_{pr}^{(0)} + \delta\hat{\rho}_{pr}$ – неравновесный статистический оператор протонов; $\delta\hat{\rho}_{pr}$ – неравновесная поправка к невозмущенному статистическому оператору (4).

Воздействуя операторами $\frac{\partial \hat{\rho}_{pr}}{\partial t}$ и $\frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}_{pr}, \hat{H}_{pr}]$ на волновую функцию протона в n -м стационарном состоянии и исключая члены второго порядка по полю $\delta\hat{\rho}_{pr} \cdot (\hat{W}_{el}\Psi_n)$, $\hat{W}_{el} \cdot (\delta\hat{\rho}_{pr}\Psi_n)$, имеем

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\delta\hat{\rho}_{pr}\Psi_n)}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar} \left(\delta\hat{\rho}_{pr} (\hat{H}_{pr}^{(0)}\Psi_n) - \hat{H}_{pr}^{(0)} (\delta\hat{\rho}_{pr}\Psi_n) \right) + \\ & + \hat{\rho}_{pr}^{(0)} (\hat{W}_{el}\Psi_n) - \hat{W}_{el} (\hat{\rho}_{pr}^{(0)}\Psi_n) = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Вводя в (6) скалярную функцию $u_n(\vec{r}; t) = \delta \hat{\rho}_{pr} \psi_n(\vec{r}; t)$, получим

$$\frac{\partial u_n}{\partial t} + \frac{E_n^{(0)}}{i\hbar} u_n - \frac{1}{i\hbar} \hat{H}_{pr}^{(0)} u_n + \frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}_{pr}^{(0)}; \hat{W}_{el}] \psi_n = 0. \quad (7)$$

Для модели блокирующих электродов [15,16]

$$\hat{j}_{pr}(d; t) = \hat{j}_{pr}(0; t) = 0, \quad (8)$$

где d – толщина диэлектрика.

В начальный момент времени поляризация отсутствует [15, 16], протонная подсистема не возмущена внешним полем, поэтому $\delta \hat{\rho}_{pr} \psi_n(\vec{r}; 0) = 0$. Тогда

$$u_n(\vec{r}; 0) = 0. \quad (9)$$

Решение уравнения (7) строим совместно с уравнением Пуассона [15, 16]

$$\frac{\partial \hat{E}}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty} \delta \hat{n}(\vec{r}; t) \quad (10)$$

с учетом граничного условия [15, 16]

$$\int_0^d \hat{E}(x; t) dx = V_0 \exp(i\omega t), \quad (11)$$

где q – заряд протона; ε_∞ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость; V_0 , ω – соответственно амплитуда и круговая частота внешнего поля.

Квантово-механическое выражение для избыточной концентрации релаксирующих протонов [16]

$$\delta \hat{n}(\vec{r}; t) = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n^* \delta \hat{\rho}_{pr}(\vec{r}; t) \psi_n = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n^* u_n(\vec{r}; t) \quad (12)$$

позволяет рассчитать оператор поляризации протонной подсистемы $\hat{P}(\vec{r}; t) = q \vec{r} \delta \hat{n}(\vec{r}; t)$ в виде

$$\hat{P}(\vec{r}; t) = q \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n^* \vec{r} u_n(\vec{r}; t). \quad (13)$$

Усреднение оператора (13) по координатам и энергиям проведем с помощью неравновесной поляризационной матрицы плотности

$$\langle \hat{P} \rangle \equiv Sp(\hat{\rho}_{pr} \times \hat{P}) = \int_V \Psi^* \hat{P}(\vec{r}, t) \Psi dV. \quad (14)$$

Поляризация кристалла в переменном поле [16]

$$\langle \hat{P} \rangle = \varepsilon_0 (\hat{\varepsilon}(\omega, T) - \varepsilon_\infty) E(t). \quad (15)$$

На основании (14), (15) запишем теоретический спектр комплексной диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}(\omega, T) = \text{Re}[\hat{\varepsilon}(\omega, T)] - i \text{Im}[\hat{\varepsilon}(\omega, T)]$ в виде

$$\hat{\varepsilon}(\omega, T) = \varepsilon_{\infty} + \frac{q}{\varepsilon_0 E_0} \exp(-i\omega t) \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^d \psi_n^*(x) \hat{x} u_n(x; t) dx. \quad (16)$$

Здесь $E(t) = E_0 \exp(i\omega t)$ – напряженность внешнего поляризуемого поля, $E_0 = \frac{V_0}{d}$, \hat{x} – координаты протона. Волоконные функции стационарных состояний $\psi_n^*(x)$ вычислены в [17]. Оценка степени точности результатов расчетов по формуле (16) будет проводиться путем сопоставления с данными экспериментов по измерению спектров тангенса угла диэлектрических потерь [15]:

$$\operatorname{tg} \delta(\omega, T) = \frac{\sigma_{pr}}{\omega \varepsilon_0 \operatorname{Re}[\hat{\varepsilon}(\omega, T)]} + \frac{\operatorname{Im}[\hat{\varepsilon}(\omega, T)]}{\operatorname{Re}[\hat{\varepsilon}(\omega, T)]}. \quad (17)$$

В (17) σ_{pr} – коэффициент электропроводности, обусловленной сквозным движением протонов в диэлектрике (ток проводимости) [14].

3. Численное исследование квантово-механической модели диэлектрических потерь

Численные расчеты температурных спектров тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta_{th}(T)$ [15] выполнялись по формулам (16), (17) и сопоставлялись с результатами экспериментальных измерений в онотском тальке $\text{Mg}_3(\text{Si}_4\text{O}_{10})(\text{OH})_2$ и гипсе $\text{CaSO}_4 \cdot 0,5\text{H}_2\text{O}$ в диапазоне температур $T = 50 - 550$ К, при частоте внешнего переменного электрического поля $\nu_1 = 7 \cdot 10^6$ Гц [15]. Толщина кристалла в эксперименте составляла 30 мкм [15].

По результатам численного расчета в низкотемпературной области (50–100 К) в онотском тальке при толщине кристалла $d = 30$ мкм, частоте переменного поляризуемого поля $\nu_1 = 7 \cdot 10^6$ Гц и температуре $T_{\max} = 105$ К проявляется теоретический максимум тангенса угла диэлектрических потерь с амплитудой $\operatorname{tg} \delta_{th}^{(\nu_1)}(T_{\max}) \approx 0,5 \cdot 10^{-4}$, обусловленный туннельным (квантовым) движением релаксаторов (протонов) с энергией активации $U_0 = 0,045$ эВ. В гипсе соответственно максимум такого рода выявлен также теоретически, при тех же внешних условиях ($\nu_1 = 7 \cdot 10^6$ Гц; $d = 30$ мкм), но при температуре $T_{\max} = 97$ К, с амплитудой $\operatorname{tg} \delta_{th}^{(\nu_1)}(T_{\max}) \approx 0,9 \cdot 10^{-4}$ и энергией активации $U_0 = 0,05$ эВ.

Далее, на основании формул (16), (17), варьированием толщины кристаллического слоя от 30 мкм до 3 нм установлены смещения низкотемпературных ($T_{\max} = 50 - 100$ К) теоретических максимумов $\operatorname{tg} \delta(\nu_1, T_{\max})$ для онотского талька и гипса в сторону сверхнизких температур ($T_{\max} = 4 - 25$ К) и резким падением амплитуд максимумов на три-четыре порядка, как показано в табл. 1, 2. Так, для кристалла онотского талька $\text{Mg}_3(\text{Si}_4\text{O}_{10})(\text{OH})_2$ с уменьшением толщины слоя от 30 мкм до 3 нм максимум тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta_{th}^{(\nu_1)}(T_{\max})$ смещается от низких (105 К) в сторону сверхнизких температур (22 К), а ампли-

туда максимума уменьшается от $0,5 \cdot 10^{-4}$ до $0,39 \cdot 10^{-8}$. В гипсе $\text{CaSO}_4 \cdot 0,5\text{H}_2\text{O}$, с уменьшением толщины кристалла от 30 мкм до 3 нм, максимум $\text{tg } \delta_{th}^{(v_1)}(T_{\max})$ смещается от 97 К к 15 К с возрастанием амплитуды от $0,9 \cdot 10^{-4}$ при 30 мкм до $0,86 \cdot 10^{-8}$ при 3 нм.

Такого же рода эффекты исследованы в [15], где наблюдались аномальные смещения низкотемпературных ($T_{\max} = 50-100$ К) теоретических максимумов плотности термостимулированного тока деполяризации $J_{th}(T_{\max})$ в сторону сверхнизких температур ($T_{\max} = 4-25$ К) с резким возрастанием амплитуд на три-четыре порядка, при уменьшении толщины кристалла от 30 мкм до 3 нм. В качестве объектов исследования рассматривались кристаллы природного флого-типа $\text{KMg}_3(\text{AlSi}_3\text{O}_{10})(\text{OH})_2$ и химически чистого халькантита $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ [15].

Как и в [15], обнаруженные эффекты наноразмерного состояния КВС будем объяснять вырождениями квазидискретного энергетического спектра $E_n^{(0)}$ низкотемпературных релаксаторов (протонов) [18], двигающихся в области температур $T \approx 50-100$, в основном за счет туннельных переходов через потенциальный барьер и распределенных по уровням энергии $E_{n,s}^{(0)}$ энергетического спектра с зонной структурой (S – номер уровня энергии N -й энергетической зоны) [18] в соответствии с квантовой статистикой Больцмана [18], с энергиями активации $U_0 = (0,05 \div 0,1)$ эВ и статически усредненным коэффициентом прозрачности, равным $\langle D^{(0)}(U_0; E_n^{(0)}) \rangle \approx 0,1 \div 0,3$, что является достаточно большим числом для такой массивной (в сравнении с электронами) частицы. Поскольку в [21] установлено, что туннельные переходы протонов в КВС продолжают определенным образом сказываться на временах релаксации КВС и в области достаточно высоких температур (150 – 550 К), протон можно определить как основной носитель заряда в КВС и как квантовую частицу, двигающуюся в широком диапазоне полей (10 – 1000 МВ/м) и температур (50 – 550 К).

Таблица 1 / Table 1

Температурные максимумы тангенса диэлектрических потерь в онотском тальке, рассчитанные при частоте поляризующего поля $\nu_1 = 7 \cdot 10^6$ Гц, при различных толщинах кристаллических слоев

Temperature maxima of the dielectric loss tangent in Onot talc, calculated at the frequency of the polarizing field $\nu_1 = 7 \cdot 10^6$ Hz, at different thicknesses of the crystal layers

| Толщина слоя, нм | Амплитуды и температурные положения теоретических максимумов $\text{tg } \delta(v_1, T_{\max})$ | | | | |
|------------------|---|------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|------------------------------|
| | | | | | |
| 30000 | $0,5 \cdot 10^{-4}$ (105) | $2,5 \cdot 10^{-3}$ (160) | $3,23 \cdot 10^{-3}$ (220) | $4,25 \cdot 10^{-3}$ (265) | $4,5 \cdot 10^{-3}$ (310) |
| 3000 | $0,4 \cdot 10^{-4}$ (96) | $2,2 \cdot 10^{-3}$ (157) | $2,14 \cdot 10^{-3}$ (219) | $4,25 \cdot 10^{-3}$ (265) | $4,5 \cdot 10^{-3}$ (310) |
| 300 | $0,53 \cdot 10^{-4}$ (88) | $2,4 \cdot 10^{-3}$ (146) | $1,17 \cdot 10^{-3}$ (215) | $4,25 \cdot 10^{-3}$ (265) | $4,5 \cdot 10^{-3}$ (310) |
| 30 | $4,6 \cdot 10^{-6}$ (50) | $6,8 \cdot 10^{-6}$ (127) | $1,05 \cdot 10^{-3}$ (207) | $4,25 \cdot 10^{-3}$ (265) | $4,5 \cdot 10^{-3}$ (310) |
| 3 | $0,39 \cdot 10^{-8}$ (22) | $5,8 \cdot 10^{-7}$ (103) | $0,54 \cdot 10^{-3}$ (190) | $3,3 \cdot 10^{-3}$ (259) | $4,4 \cdot 10^{-3}$ (308) |

Таблица 2 / Table 2

Температурные максимумы тангенса диэлектрических потерь в гипсе, рассчитанные при частоте поляризующего поля $\nu_1 = 7 \cdot 10^6$ Гц, при различных толщинах кристаллических слоев

Temperature maxima of the dielectric loss tangent in a cast calculated at the frequency of the polarizing field $\nu_1 = 7 \cdot 10^6$ Hz, at different thicknesses of the crystal layers

| Толщина слоя, нм | Амплитуды и температурные положения теоретических максимумов $\text{tg } \delta(\nu_1, T_{\text{max}})$ | | | | |
|------------------|---|------------------------------|------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| | 30000 | $0,9 \cdot 10^{-4}$ (97) | $1,8 \cdot 10^{-3}$ (145) | $3,9 \cdot 10^{-3}$ (210) | $4,25 \cdot 10^{-3}$ (270) |
| 3000 | $0,3 \cdot 10^{-4}$ (89) | $1,3 \cdot 10^{-3}$ (142) | $3,3 \cdot 10^{-3}$ (209) | $4,25 \cdot 10^{-3}$ (270) | $4,5 \cdot 10^{-3}$ (320) |
| 300 | $0,1 \cdot 10^{-4}$ (80) | $0,4 \cdot 10^{-3}$ (138) | $2,9 \cdot 10^{-3}$ (200) | $4,25 \cdot 10^{-3}$ (270) | $4,5 \cdot 10^{-3}$ (320) |
| 30 | $1,6 \cdot 10^{-6}$ (47) | $7,4 \cdot 10^{-6}$ (130) | $1,6 \cdot 10^{-3}$ (190) | $4,25 \cdot 10^{-3}$ (267) | $4,5 \cdot 10^{-3}$ (320) |
| 3 | $0,86 \cdot 10^{-8}$ (15) | $3,4 \cdot 10^{-7}$ (102) | $5,1 \cdot 10^{-3}$ (183) | $3,3 \cdot 10^{-3}$ (264) | $4,4 \cdot 10^{-3}$ (317) |

В нанометровых слоях КВС (1–10 нм), несмотря на существенное сокращение полного числа потенциальных ям в модели N_W на три-четыре порядка (в сравнении с микрометровыми (1–10 мкм)), из-за снижения расчетных энергий активации протонов $U_0 \approx (0,01 \div 0,05)$ эВ, когда $\langle D^{(0)}(U_0; E_n^{(0)}) \rangle \approx 0,5 \div 0,7$ [18], ширины

расщеплений $\Delta E_n = \frac{4E_0^{(0)}}{\pi} \sqrt{D^{(0)}(U_0; E_n^{(0)})} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{N_W + 1}\right)$ [18] уровней энергии

$E_n^{(0)}$ изолированной потенциальной ямы возрастают от $\Delta E_n \approx (0,00001 \div 0,0001)$ эВ до $\Delta E_n \approx (0,001 \div 0,01)$ эВ. Тогда статистически усредненные по уровням энергии

$E_{n,s}^{(0)}$ энергетических зон $E_{n,s}^{(0)} = E_n^{(0)} + \frac{2E_0^{(0)}}{\pi} \sqrt{D(U_0; E_n^{(0)})} \cdot \cos\left(\frac{\pi s}{N_W + 1}\right)$, $s = 1, 2,$

$3, \dots, N_W$, энергии [18], квантовые прозрачности достигают значений $\langle D(U_0; E_{n,s}^{(0)}) \rangle \approx 0,8 \div 0,9$ и процесс перемещения протона по линии водородной

связи можно считать чисто квантовым с вероятностями переходов решетки $a \approx 10^{-10}$ при ширине потенциального барьера $\delta_0 = (0,85 \div 1) \cdot 10^{-10}$ м, в силу

приближенной формулы $U_0 = \frac{m\omega_0^2\delta_0^2}{8}$ [24], где m – масса протона [17–22], рас-

четная линейная частота колебаний протона в потенциальной яме равна $\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \approx (0,52 \div 1,15) \cdot 10^{13}$ Гц, а минимальная энергия частицы в изолированной

потенциальной яме $E_0^{(0)} = (0,01 \div 0,03)$ эВ. Таким образом, в потенциальную яму с барьером высотой $U_0 \approx (0,01 \div 0,05)$ эВ попадает только один уровень энергии $E_0^{(0)}$, расщепляющей под действием внутреннего кристаллического

поля в энергетическую зону. $E_{0,s}^{(0)} \approx E_0^{(0)} + \frac{2E_0^{(0)}}{\pi} \sqrt{D(U_0; E_0^{(0)})} \cdot \cos\left(\frac{\pi s}{11}\right)$, $s = 1, 2, 3, \dots, 10$, с квантовой прозрачностью $D^{(0)}(U_0; E_0^{(0)}) \approx 0,75 \div 0,8$ и шириной расщепления $\Delta E_0^{(0)} = \frac{4E_0^{(0)}}{\pi} \sqrt{D(U_0; E_0^{(0)})} \approx (0,011 \div 0,034)$ эВ, сравнимой с величиной самого уровня энергии $E_0^{(0)}$. Тогда статистический усредненный (в пределах 0-й зоны) коэффициент квантовой прозрачности достигает значений $\langle D(U_0; E_{0,s}^{(0)}) \rangle \approx 0,8 \div 0,9$.

Для сравнения, в микрометровых слоях КВС (1–10 мкм) расчетные значения энергий активации $U_0 = (0,05 \div 0,1)$ эВ дают минимальные энергии частицы в изолированной потенциальной яме $E_0^{(0)} = (0,002 \div 0,003)$ эВ. В этом случае в потенциальную яму попадает $n_{\max} = (25 \div 35)$ уровней энергии $E_0^{(0)}, E_1^{(0)}, \dots, E_{n_{\max}}^{(0)}$, расщепляющихся в энергетические зоны с квантовыми прозрачностями $D^{(0)}(U_0; E_0^{(0)}) \approx 0,0001 \div 0,0002$, $D^{(0)}(U_0; E_{n_{\max}}^{(0)}) \approx 0,11 \div 0,25$ и ширинами расщеплений равными $\Delta E_0^{(0)} = \frac{4E_0^{(0)}}{\pi} \sqrt{D(U_0; E_0^{(0)})} \approx (2,55 \div 5,4) \cdot 10^{-5}$ эВ, $\Delta E_{n_{\max}}^{(0)} = \frac{4E_0^{(0)}}{\pi} \sqrt{D(U_0; E_{n_{\max}}^{(0)})} \approx (0,00085 \div 0,0019)$. Тогда статистически усредненные (в пределах 0-й и n_{\max} -й зон) коэффициенты квантовой прозрачности принимают значения $\langle D(U_0; E_{0,s}^{(0)}) \rangle \approx (1,35 \div 2,85) \cdot 10^{-5}$, $\langle D^{(0)}(U_0; E_{n_{\max},s}^{(0)}) \rangle \approx 0,1 \div 0,3$.

В общем, нами показано, что сокращение толщины кристаллического слоя КВС от 1–10 мкм до 1–10 нм обуславливает снижение расчетных энергий активации протонов от $U_0 = (0,05 \div 0,1)$ эВ, при $\nu_0 \approx (1,02 \div 1,05) \cdot 10^{12}$ Гц, до $U_0 \approx (0,01 \div 0,05)$ эВ, при $\nu_0 \approx (0,52 \div 1,15) \cdot 10^{13}$ Гц, и на этом фоне скорость вероятности квантового туннелирования протонов (с энергиями, распределенными в пределах 0-й зоны) $W_{tunn}(T) = \frac{\nu_0}{2} \langle D(U_0; E_{0,s}^{(0)}) \rangle$ возрастает от $(1,35 \div 2,85) \cdot 10^7$ до $(0,416 \div 1,035) \cdot 10^{13}$.

Расчет стационарных квантово-механических коэффициентов диффузии $D_{diff}^{quant}(T) = a^2 \times W_{tunn}(T)$ и подвижности $\mu_{mob}^{quant}(T) = 2a \frac{W_{tunn}(T)}{E_{pol}(t)} \eta(t)$, где

$$\eta(t) = \Lambda \frac{|\Delta U(t)|}{U_0} < 1, \quad |\Delta U(t)| = \frac{qE_{pol}(t)a}{2}, \quad \Lambda = \frac{\pi \delta_0 \sqrt{m}}{\hbar \sqrt{2}} \sqrt{U_0} \quad [21], \quad E_{pol}(t) - \text{напря-$$

женность однородного электрического поля, q – заряд протона [22], показал, что обозначенные выше сокращения толщин кристаллических слоев приводят к воз-

растанию амплитуд функций $D_{diff}^{quant}(T)$, $\mu_{mob}^{quant}(T)$ в точках расчетных темпера-

$$\text{турных максимумов } T_{\max,1}, T_{\max,2} \text{ в } \zeta \approx \frac{\left\langle D^{(0)}(U_0; E_{n_{\max},s}^{(0)}) \right\rangle_{T \rightarrow T_{\max,2}}}{\left\langle D(U_0; E_{0,s}^{(0)}) \right\rangle_{T \rightarrow T_{\max,1}}} \cong 10^5 \text{ раз,}$$

где $T_{\max,1} \approx (50 \div 100)$ К, при $d = 1 - 10$ мкм и $T_{\max,1} \approx (1 \div 25)$ К, при $d = 1 - 10$ нм.

Численный расчет теоретических температурных спектров тангенса угла диэлектрических потерь будем проводить при частоте поляризующего поля $\nu_1 = \frac{\omega_1}{2\pi} = 7 \cdot 10^6$ Гц [15] с учетом (17), при коэффициенте электропроводности диэлектрика σ_{pr} [15], согласно формуле

$$\text{tg } \delta_{th}^{(\nu_1)}(T) = \frac{1}{\text{Re}(\hat{\epsilon}(\nu_1, T))} \left[\frac{\sigma_{pr}}{2\pi\nu_1\epsilon_0} + \text{Im}(\hat{\epsilon}(\nu_1, T)) \right]. \quad (18)$$

Далее, при варьировании толщины кристалла от 30 мкм до 3 нм для онотского талька и гипса возникают все те же эффекты смещений низкотемпературных ($T_{\max,1} = 50 - 100$ К) теоретических максимумов $\text{tg } \delta_{th}^{(\nu_1)}(T_{\max,1})$ в сторону сверхнизких температур ($T_{\max,2} = 4 - 25$ К). Падения амплитуд смещенных максимумов $\text{tg } \delta_{th}^{(\nu_1)}(T_{\max,2})$, в сравнении с исходными максимумами $\text{tg } \delta_{th}^{(\nu_1)}(T_{\max,1})$, на три-четыре порядка (табл. 1, 2) объясняется, по результатам численных расчетов, прежде всего существенным возрастанием значений вещественной компоненты комплексной диэлектрической проницаемости (16): $\frac{\text{Re}(\hat{\epsilon}(\nu_1, T_{\max,1}))}{\text{Re}(\hat{\epsilon}(\nu_1, T_{\max,2}))} \approx$

$\approx (0,00008 \div 0,0001)$ – на 4 порядка. При этом изменения мнимой компоненты

$$\text{оказываются незначительными: } \frac{\text{Im}(\hat{\epsilon}(\nu_1, T_{\max,2}))}{\text{Im}(\hat{\epsilon}(\nu_1, T_{\max,1}))} \approx (0,89 \div 1).$$

Тем не менее, несмотря на малые значения электрической проводимости исследуемых материалов (слюды, кристаллогидраты) $\frac{\sigma}{2\pi\nu_1\epsilon_0} \ll \text{Im}(\hat{\epsilon}(\nu_1, T))$, аномально низкие значения преобразованных расчетных данных по тангенсу угла

$$\text{потерь } \text{tg } \delta_{th}^{(\nu_1)}(T_{\max,2}) \approx \frac{\text{Im}(\hat{\epsilon}(\nu_1, T_{\max,2}))}{\text{Re}(\hat{\epsilon}(\nu_1, T_{\max,2}))} \cong 10^{-8} \text{ позволяют утверждать о переходе}$$

диэлектрика наноразмерной крупности (в расчетах толщина диэлектрика принималась, как и в [23], равной $d = 3 - 30$ нм) вблизи температуры $T_{\max,2} \cong 4 - 25$ К в состояние квазисегнетоэлектрической фазы [24], характеризуемой аномально высокими значениями вещественной компоненты $\text{Re}(\hat{\epsilon}(\nu_1, T_{\max,2})) \approx (2 \div 3) \cdot 10^6$ при $\text{Im}(\hat{\epsilon}(\nu_1, T_{\max,2})) \approx (1,4 \div 2,7) \cdot 10^{-2}$. Для кристалла толщиной 3–30 мкм вблизи

температуры $T_{\max,1} = 50 - 100$ К, когда $\operatorname{Re}(\hat{\epsilon}(v_1, T_{\max,1})) \approx (1,5 \div 2,8) \cdot 10^2$, $\operatorname{Im}(\hat{\epsilon}(v_1, T_{\max,1})) \approx (1,38 \div 2,54) \cdot 10^{-2}$, данный эффект не наблюдается и диэлектрик реагирует на электрическое поле стандартным образом.

Физический механизм обнаруженных закономерностей можно объяснить перестройкой водородной подрешетки в КВС за счет аномально-высоких значений

$$\zeta \approx \frac{\left\langle D^{(0)}(U_0; E_{n_{\max},s}^{(0)}) \right\rangle_{T \rightarrow T_{\max,2}}}{\left\langle D(U_0; E_{0,s}^{(0)}) \right\rangle_{T \rightarrow T_{\max,1}}} \cong 10^5,$$

обуславливающей квантовую нелинейную поляризацию [18].

4. Научно-практическая значимость результатов исследования

На настоящее время накоплен достаточно большой объем экспериментальных данных по применению протонных полупроводников и диэлектриков (ППД), в основном в области электрохимических технологий и физикохимии (при разработке твердотельных электролитов (перовскиты, ортопериодаты и бипериодаты щелочных металлов) [4–9]. При этом приложений данного явления в области теоретической электротехники и физической электроники не так много. Актуальными являются теоретические разработки, направленные на приложения квантовой кинетической теории протонной проводимости и поляризации [16–18] к вопросам микроэлектроники (полевые транзисторы, туннельные и резонансные диоды и др. [25]) и квантовой теории высокотемпературной сверхпроводимости [26].

Полуэмпирические исследования миграции адсорбированных протонов по поверхности однослойных углеродистых нанотрубок [27] не являются законченными из-за отсутствия строгого теоретического обоснования: 1) связи между конфигурацией поверхности трубки и доминирующим физическим механизмом переноса протонов (туннельный или термически активируемый перенос протонов через потенциальный барьер); 2) температурной зависимости вероятности туннельных переходов протонов; 3) формы потенциального рельефа и энергии активации для протонов. Методы квантовой кинетической теории, основы которой заложены авторами [28, 29], позволят более детально, на более строгом теоретическом уровне, с помощью аппарата матрицы плотности рассмотреть квантовый механизм туннельного переноса протонов в наноразмерных материалах с высокой протонной проводимостью.

Результаты исследований, в перспективе, найдут применение в области микроэлектроники и нелинейной оптики, в частности при исследованиях влияния на нелинейные оптические процессы второго порядка (генерация второй гармоники, параметрическая генерация и усиление света, смешение частот, электрооптический эффект), нелинейностей более высокого порядка (эффект самовоздействия лазерного излучения), что актуально для техники фемтосекундных лазеров [30].

Научно-практическая значимость развиваемых в данной статье методов состоит в разработке единых алгоритмов для современного программно-аппаратного обеспечения, позволяющего не только анализировать, но и прогнозировать с высокой степенью точности и результаты научных и производственных экспериментов [31–36].

Выводы

1. Методами квазиклассической кинетической теории и нерелятивистской квантовой теории исследованы влияния параметров поляризуемого поля (частота, амплитуда ЭДС) и температуры на механизм диффузионного туннельного переноса ионов водорода (протонов) в потенциальном поле кристаллической решетки, возмущенной поляризующим полем (квантовая диффузионная поляризация) в кристаллах с водородными связями (КВС).

2. Расчет равновесной матрицы плотности для ансамбля основных релаксаторов (ионов водорода) проводился из решения уравнения Лиувилля (3), совместно со стационарным уравнением Шрёдингера, в котором не учитывалось протон-протонное и протон-фононное взаимодействие, а оператор гамильтона для фононной подсистемы принимался числовой константой и вычислялся компьютерным методом, как параметр сравнения теории с экспериментом. Гамильтон протонной подсистемы строился для модели идеального протонного газа, находящегося в равновесии с ионной подсистемой кристаллической решетки, а *невозмущенный* статистический оператор протонной подсистемы записывался с помощью квантовой статистики Больцмана (4).

3. Построено нелинейное квантовое кинетическое уравнение протонной релаксации (7), решаемое совместно с операторным уравнением Пуассона (10) методом конечных разностей для модели блокирующих электродов (8), (11).

4. Выполнен расчет измеряемой в эксперименте величины поляризации диэлектрика (14) путем полного квантово-механического усреднения оператора поляризации (13), с помощью аппарата матрицы плотности (статистической матрицы). На этой основе рассчитаны теоретические спектры комплексной диэлектрической проницаемости (16), вычисляемой в широком диапазоне варьирования параметров полей (100 кВ/м – 1000 МВ/м) и температур (0–1500 К).

5. Записано выражение для расчета тангенса угла диэлектрических потерь (17), вычисляемого с учетом электропроводности, обусловленной сквозным движением протонов в диэлектрике.

6. На теоретическом уровне обнаружены размерные эффекты в КВС, проявляющиеся в смещениях *низкотемпературных* (50–100 К) максимумов *тангенса угла диэлектрических потерь* в сторону сверхнизких температур (4–25 К) с уменьшением амплитуд максимумов на три-четыре порядка, в случае сокращения толщины кристаллического слоя от 1–10 мкм до 1–10 нм. Этот эффект объясняется изменениями конфигурации дискретного энергетического спектра протонов, когда при толщине пленки КВС 1–10 нм энергия активации *низкотемпературных* релаксаторов снижается до 0,01–0,03 эВ (против 0,05–0,1 эВ при 1–10 мкм), и для уровней энергии, попадающих в изолированную потенциальную яму, проявляются аномально высокие квантовые прозрачности потенциального барьера (0,8–0,9). Таким образом, в нанопленках КВС вблизи сверхнизких температур (4–25 К) диэлектрик из-за перестройки структуры водородной подрешетки переходит в квазисегнетоэлектрическое состояние, характеризуемое также *аномально* высокими значениями вещественной компоненты КДП (2,5–3,5 млн).

ЛИТЕРАТУРА

1. Non-linear polarizing effects in dielectrics with hydrogen bonds / V.A. Kalytka, M.V. Korovkin, A.D. Mekhtiev, A.V. Yurchenko // Russian Physics Journal. – 2018. – Vol. 61, N 4. – P. 757–769. – DOI: 10.1007/s11182-018-1457-8.

2. Induced superconductivity in the quantum spin Hall edge / S. Hart, H. Ren, T. Wagner, P. Leubner, M. Mühlbauer, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, A. Yacoby // *Nature Physics*. – 2014. – Vol. 10. – P. 638–643. – DOI: 10.1038/nphys3036.
3. Photonic simulation of topological excitations in metamaterials / W. Tan, Y. Sun, H. Chen, S.-Q. Shen // *Scientific Reports*. – 2014. – Vol. 4. – P. 3842. – DOI: 10.1038/srep03842.
4. **Wells B.M., Zayats A.V., Podolskiy V.A.** Nonlocal optics of plasmonic nanowire metamaterials // *Physical Review B*. – 2014. – Vol. 89. – P. 035111. – DOI: 10.1103/PhysRevB.89.035111.
5. Purcell effect in Hyperbolic Metamaterial Resonators / A.P. Slobozhanyuk, P. Ginzburg, D.A. Powell, I. Iorsh, A.S. Shalin, P. Segovia, A.V. Krasavin, G.A. Wurtz, V.A. Podolskiy, P.A. Belov, A.V. Zayats // *Physical Review B*. – 2015. – Vol. 92. – P. 195127. – DOI: 10.1103/PhysRevB.92.195127.
6. Photonic topological insulators / A.B. Khanikaev, S. Hossein Mousavi, W.-K. Tse, M. Kargarian, A.H. MacDonald, G. Shvets // *Nature Materials*. – 2013. – Vol. 12. – P. 233–239. – DOI: 10.1038/nmat3520.
7. Temperature-dependent optical properties of plasmonic titanium nitride thin films / H. Reddy, U. Guler, Zh. Kudyshev, A.V. Kildishev, V.M. Shalaev, A. Boltasseva // *ACS Photonics*. – 2017. – Vol. 4, N 6. – P. 1413–1420. – DOI: 10.1021/acsp Photonics.7b00127.
8. Nonlocal effects in transition hyperbolic metamaterials / B. Wells, Zh.A. Kudyshev, N. Litchinitser, V.A. Podolskiy // *ACS Photonics*. – 2017. – Vol. 4, N 10. – P. 2470–2478. – DOI: 10.1021/acsp Photonics.7b00690.
9. **Антонова А.М., Воробьев А.В., Ляликов Б.А.** К выбору материалов для нетрадиционной тепловой изоляции оборудования ТЭС и АЭС // *Энергетика: экология, надежность, безопасность: материалы докладов 14 Всероссийской научно-технической конференции, 9–11 декабря 2008 г.* – Томск, 2008. – С. 59–62.
10. Плотность и содержание воды в кристаллах триглицинсульфата / О.Б. Яценко, И.Г. Чудотворцев, Ж.Д. Стеханова, С.Д. Миловидова, О.В. Рогазинская // *Вестник Воронежского государственного университета. Серия: Химия. Биология. Фармация*. – 2002. – № 2. – С. 117–121.
11. Свойства нанопористого оксида алюминия с включениями триглицинсульфата и сегнетовой соли / О.В. Рогазинская, С.Д. Миловидова, А.С. Сидоркин, В.В. Чернышев, Н.Г. Бабичева // *Физика твердого тела*. – 2009. – Т. 51, № 7. – С. 1430–1432.
12. Three-terminal ferroelectric synapse device with concurrent learning function for artificial neural networks / Y. Kaneko, Y. Nishitani, H. Tanaka, M. Ueda, Y. Kato, E. Tokumitsu, E. Fujii // *Journal Applied Physics Reviews*. – 2012. – Vol. 111. – P. 124108. – DOI: 10.1063/1.4729915.
13. Ferroelectric-gate field effect transistor memories: device physics and applications / ed. by B.-E. Park, H. Ishiwara, M. Okuyama, Sh. Sakai, S.-M. Yoon. – Dordrecht: Springer, 2016. – 347 p. – (Topics in applied physics; vol. 131).
14. Non-linear electro-physical phenomena in dielectrics with a complicated crystal structure / V.A. Kalytko, A.V. Bashirov, A.D. Mekhtiev, A.V. Yurchenko // *Russian Physics Journal*. – 2020. – Vol. 63, N 2. – P. 282–289. – DOI: 10.1007/s11182-020-02033-3.
15. **Kalytko V.A., Korovkin M.V.** Proton conductivity. – Germany: Lap Lambert Academic Publishing, 2015. – 180 p.
16. **Kalytko V.A., Korovkin M.V.** Quantum effects at a proton relaxation at low temperatures // *Russian Physics Journal*. – 2016. – Vol. 59, N 7. – P. 994–1001. – DOI: 10.1007/s11182-016-0865-x.
17. Зонная структура энергетического спектра и волновые функции протона в диэлектриках с протонной проводимостью / В.А. Калытка, З.К. Баймуханов, А.И. Алиферов, А.Д. Мехтиев // *Доклады АН ВШ РФ*. – 2017. – № 2 (35). – С. 18–31. – DOI: 10.17212/1727-2769-2017-2-18-31.
18. Математическое описание квантовой туннельной поляризации в протонных полупроводниках и диэлектриках / В.А. Калытка, А.И. Алиферов, А.Д. Мехтиев, Т.Ю. Нико-

- нова // Доклады АН ВШ РФ. – 2018. – № 3 (40). – С. 7–25. – DOI: 10.17212/1727-2769-2018-3-7-25.
19. **Калытка В.А.** Разработка схемы численного расчета параметров нелинейных электрофизических процессов методом минимизации функции сравнения // *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия*. – 2018. – № 3. – С. 68–77. – DOI: 10.17238/issn2226-8812.2018.3.68-77.
 20. Methods of theoretical researches the properties of electrotechnical materials class of dielectrics with hydrogen bonds / V.A. Kalytko, A.V. Bashirov, A.V. Taranov, G.G. Tatkeyeva, Y.G. Neshina, Y.A. Sidorina // *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*. – 2019. – Vol. 16, N 7. – P. 2799–2804. – DOI: 10.1166/jctn.2019.8130.
 21. **Калытка В.А.** Математическое описание нелинейной релаксационной поляризации в диэлектриках с водородными связями // *Вестник Самарского университета. Естественнонаучная серия*. – 2017. – Т. 23, № 3. – С. 71–83. – DOI: 10.18287/2541-7525-2017-23-3-71-83.
 22. Quantum-mechanical model of thermally stimulated depolarization in layered dielectrics at low temperatures / V.A. Kalytko, M.V. Korovkin, P.Sh. Madi, B.K. Maguin, A.V. Kalinin, Y.A. Sidorina // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2020. – Vol. 1843. – DOI: 10.1088/1742-6596/1843/1/012011.
 23. Dimensional effects in nanosized layers under establishing polarization in hydrogen-bonded crystals / M.P. Tonkonogov, T.A. Kuketaev, K.K. Fazylov, V.A. Kalytko // *Russian Physics Journal*. – 2005. – Vol. 48, N 11. – P. 1110–1119.
 24. Электрические свойства корундо-циркониевой керамики / Ю.М. Анненков, А.С. Ивашутенко, И.В. Власов, А.В. Кабышев // *Известия Томского политехнического университета*. – 2005. – Т. 308, № 7. – С. 35–38.
 25. **Абрикосов А.А.** Резонансное туннелирование в высокотемпературных сверхпроводниках // *Успехи физических наук*. – 1998. – Т. 168, № 6. – С. 683–695. – DOI: 10.3367/UFNr.0168.199806i.0683.
 26. Прыжковый перенос дырок в керамических образцах CuCrO_2 , легированного магнием / В.Г. Кытин, В.А. Кульбачинский, Д.Ю. Кондратьева, А.В. Павликов, А.Н. Григорьев, А.С. Манкевич, И.Е. Корсаков // *Ученые записки физического факультета Московского университета*. – 2018. – № 1. – Ст. 1810501. – С. 1–5.
 27. Моделирование протонного транспорта в ортоиодной и ортотеллуровой кислотах и их солях / Т.С. Зюбина, Г.В. Шилов, Ю.А. Добровольский, Л.С. Леонова, А.М. Мебель // *Электрохимия*. – 2003. – Т. 39, № 4. – С. 414–424.
 28. Компоненты тензора нелинейных восприимчивостей третьего порядка нелинейно-оптических кристаллов KDP, DKDP и LiNbO_3 / И.А. Кулагин, Р.А. Ганеев, Р.И. Тугушев, А.И. Ряснянский, Т. Усманов // *Квантовая электроника*. – 2004. – Т. 34, № 7. – С. 657–662.
 29. **Белоненко М.Б.** Особенности нелинейной динамики лазерного импульса в фоторефрактивном сегнетоэлектрике с водородными связями // *Квантовая электроника*. – 1998. – Т. 25, № 3. – С. 255–258.
 30. **Струков Б.А., Леванюк А.П.** Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука, 1995. – 301 с.
 31. **Хуснулина А.Л., Воскобойникова О.Б.** Автоматизированная система сбора и визуализации технологических данных в производстве полупроводниковых приборов // *Вестник НГУ. Серия: Информационные технологии*. – 2017. – Т. 15, № 3. – С. 100–110. – DOI: 10.25205/1818-7900-2017-15-3-100-110.
 32. **Кротов К.В.** Градиентный метод формирования динамических расписаний обработки данных в конвейерной системе при различных моментах времени их поступления // *Вестник НГУ. Серия: Информационные технологии*. – 2016. – Т. 14, № 1. – С. 39–60.
 33. Патент 2348045 Российская Федерация. Многофункциональное устройство для исследования физико-технических характеристик полупроводников, диэлектриков и электроизоляционных материалов / Тимохин В.М.; Патентообладатель: ФГБОУ ВПО

- «Российская морская государственная академия имени адмирала Ф.Ф. Ушакова». – № 2007116909/28; заявл. 04.05.2007; опублик. 27.02.2009, Бюл. № 6.
34. Минимизация времени простоя процессов при их миграции в облачном хостинге / П.О. Тихомиров, П.В. Емельянов, Н.С. Плотник, А.В. Зырянов // Вестник НГУ. Серия: Информационные технологии. – 2014. – Т. 12, № 4. – С. 112–120.
35. **Иванов В.Н.** Численные методы исследования механических систем с дополнительными связями // Вестник Пермского университета. Математика. Механика. Информатика. – 2015. – Т. 31, № 4. – С. 16–27.
36. **Солодушкин А.И., Кибиткин В.В., Плешанов В.С.** Модифицированный алгоритм расчета поля векторов смещений для оценки деформации // Известия Томского политехнического университета. – 2011. – Т. 318, № 5. – С. 16–27.

QUANTUM PROPERTIES OF DIELECTRIC LOSSES IN NANOMETER LAYERS OF SOLID DIELECTRICS AT ULTRA-LOW TEMPERATURES

**Kalytka V.A.¹, Aliferov A.I.², Korovkin M.V.^{3,4},
Mehtiyev A.D.^{4,5}, Madi P.Sh.^{1,4}**

¹ *Karaganda Technical University, Karaganda, Republic of Kazakhstan*

² *Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia*

³ *Tomsk State University, Tomsk, Russia*

⁴ *Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia*

⁵ *S. Seifullin Kazakh Agrotechnical University, Karaganda, Republic of Kazakhstan*

Using the methods of quasi-classical kinetic theory, continuum electrodynamics, and non-relativistic quantum theory, we construct and study the quantum kinetic equation of proton relaxation, which, together with the Poisson operator equation describes the mechanism of diffusion tunneling transport of hydrogen ions (protons) in the potential field of a crystal lattice perturbed by a polarizing field (quantum diffusion polarization) in crystals with hydrogen bonds. Using the apparatus of the density matrix (statistical matrix), by complete quantum-mechanical averaging of the polarization operator, studies are carried out of the experimental value of the polarization of the dielectric, as a function of the parameters of the external electric field (amplitude, frequency of electromotive force) and temperature. When calculating the equilibrium density matrix for an ensemble of basic relaxers (hydrogen ions), the proton-proton and proton-phonon interactions are not taken into account, and the Hamilton operator for the phonon subsystem is assumed to be a numerical constant for a given crystal under given experimental conditions (calculated by computer method as a parameter for comparing the theory with the experiment). The influence of the phonon subsystem on the kinetics of the relaxation process is reduced to a weak spatially homogeneous force field acting on protons moving in the field of the main forces of hydrogen bonds. The Hamilton of the proton subsystem is constructed for the model of an ideal proton gas in equilibrium with the ionic subsystem of the crystal lattice, and the equilibrium statistical operator of the proton subsystem is written using the Boltzmann quantum statistics. Theoretically, the size effects are found to be manifested in shifts of the low-temperature (50–100 K) maxima of the dielectric loss angle tangent towards ultra-low temperatures (4–25 K) with a decrease in the amplitudes of the maxima by 3–4 orders of magnitude, with a reduction in the thickness of the crystal layer from 1–10 microns to 1–10 nm. The effect of anomalous displacements of low-temperature maxima, which is explained by the abnormally high quantum transparency of the potential barrier for protons (0.8–0.9) in thin films of a crystal with hydrogen bonds (1–10 nm), causes, near the temperatures of the shifted maxima of dielectric losses (4–25 K), a quasi-ferroelectric state, which is also characterized by abnormally high values of the real component of the complete dielectric permittivity (2.5–3.5 millions).

Keywords: crystals with hydrogen bonds; nonlinear quantum polarization; proton tunneling in hydrogen-bonded crystals; quantum transparency of the potential barrier for protons; ensemble of non-interacting protons; ferroelectrics with hydrogen bonds; quasi-ferroelectric state.

DOI: 10.17212/1727-2769-2021-2-14-33

REFERENCES

1. Kalytka V.A., Korovkin M.V., Mekhtiev A.D., Yurchenko A.V. Non-linear polarizing effects in dielectrics with hydrogen bonds. *Russian Physics Journal*, 2018, vol. 61, no. 4, pp. 757–769. DOI: 10.1007/s11182-018-1457-8.
2. Hart S., Ren H., Wagner T., Leubner P., Mühlbauer M., Brüne C., Buhmann H., Molenkamp L.W., Yacoby A. Induced superconductivity in the quantum spin Hall edge. *Nature Physics*, 2014, vol. 10, pp. 638–643. DOI: 10.1038/nphys3036.
3. Tan W., Sun Y., Chen H., Shen S.-Q. Photonic simulation of topological excitations in metamaterials. *Scientific Reports*, 2014, vol. 4, p. 3842. DOI: 10.1038/srep03842.
4. Wells B.M., Zayats A.V., Podolskiy V.A. Nonlocal optics of plasmonic nanowire metamaterials. *Physical Review B*, 2014, vol. 89, p. 035111. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.035111.
5. Slobozhanyuk A.P., Ginzburg P., Powell D.A., Iorsh I., Shalin A.S., Segovia P., Krasavin A.V., Wurtz G.A., Podolskiy V.A., Belov P.A., Zayats A.V. Purcell effect in Hyperbolic Metamaterial Resonators. *Physical Review B*, 2015, vol. 92, p. 195127. DOI: 10.1103/PhysRevB.92.195127.
6. Khanikaev A.B., Hossein Mousavi S., Tse W.-K., Kargarian M., MacDonald A.H., Shvets G. Photonic topological insulators. *Nature Materials*, 2013, vol. 12, pp. 233–239. DOI: 10.1038/nmat3520.
7. Reddy H., Guler U., Kudyshev Zh., Kildishev A.V., Shalaev V.M., Boltasseva A. Temperature-dependent optical properties of plasmonic titanium nitride thin films. *ACS Photonics*, 2017, vol. 4, no. 6, pp. 1413–1420. DOI: 10.1021/acsp Photonics.7b00127.
8. Wells B., Kudyshev Zh.A., Litchinitser N., Podolskiy V.A. Nonlocal effects in transition hyperbolic metamaterials. *ACS Photonics*, 2017, vol. 4, no. 10, pp. 2470–2478. DOI: 10.1021/acsp Photonics.7b00690.
9. Antonova A.M., Vorob'ev A.V., Lyalikov B.A. [To the choice of materials for non-traditional thermal insulation of TPP and NPP equipment]. *Energetika: ekologiya, nadezhnost', bezopasnost': materialy dokladov 14 Vserossiiskoi nauchno-tehnicheskoi konferentsii* [Materials of the fourteenth All-Russian Scientific and Technical Conference "Energy: Ecology, Reliability, Safety"], Tomsk, 9–11 December, 2008, pp. 59–62. (In Russian).
10. Yacenko O.B., Chudotvortsev I.G., Stekhanova G.D., Milovidova S.D., Rogasinskaya O.V. Plotnost' i sodержanie vody v kristallakh triglitsinsul'fata [Density and contents of water in tryglycinsulfate crystals]. *Vestnik Voronezhskogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Khimiya. Biologiya. Farmatsiya = Proceedings of Voronezh State University. Series: Chemistry. Biology. Pharmacy*, 2002, no. 2, pp. 117–121.
11. Rogazinskaya O.V., Milovidova S.D., Sidorkin A.S., Chernyshev V.V., Popravko N.G. Svoistva nanoporistogo oksida alyuminiya s vklyucheniymi triglitsinsul'fata i segnetovoi soli [Properties of nanoporous aluminum oxide with triglycine sulfate and rochelle salt inclusions]. *Fizika tverdogo tela = Physics of the Solid State*, 2009, vol. 51, no. 7, pp. 1430–1432. (In Russian).
12. Kaneko Y., Nishitani Y., Tanaka H., Ueda M., Kato Y., Tokumitsu E., Fujii E. Three-terminal ferroelectric synapse device with concurrent learning function for artificial neural networks. *Journal Applied Physics Reviews*, 2012, vol. 111, p. 124108. DOI: 10.1063/1.4729915.
13. Park B.-E., Ishiwara H., Okuyama M., Sakai Sh., Yoon S.-M., eds. *Ferroelectric-gate field effect transistor memories: device physics and applications*. Dordrecht, Springer, 2016. 347 p.
14. Kalytka V.A., Bashirov A.V., Mekhtiev A.D., Yurchenko A.V. Non-linear electro-physical phenomena in dielectrics with a complicated crystal structure. *Russian Physics Journal*, 2020, vol. 63, no. 2, pp. 282–289. DOI: 10.1007/s11182-020-02033-3.

15. Kalytka V.A., Korovkin M.V. *Proton conductivity*. Germany, Lap Lambert Academic Publishing, 2015. 180 p.
16. Kalytka V.A., Korovkin M.V. Quantum effects at a proton relaxation at low temperatures. *Russian Physics Journal*, 2016, vol. 59, no. 7, pp. 994–1001. DOI: 10.1007/s11182-016-0865-x.
17. Kalytka V.A., Baimukhanov Z.K., Aliferov A.I., Mekhtiev A.D. Zonnaya struktura energeticheskogo spektra i volnovye funktsii protona v dielektrikakh s protonnoi provodimost'yu [Zone structure of energy spectrum and wave functions of proton in proton conductivity dielectrics]. *Doklady Akademii nauk vysshei shkoly Rossiiskoi Federatsii = Proceedings of the Russian higher school Academy of sciences*, 2017, no. 2 (35), pp. 18–31. DOI: 10.17212/1727-2769-2017-2-18-31.
18. Kalytka V.A., Aliferov A.I., Mekhtiev A.D., Nikonova T.Yu. Matematicheskoe opisaniye kvantovoi tunnel'noi polarizatsii v protonnykh poluprovodnikakh i dielektrikakh [Mathematical description of quantum tunneling polarization in proton semiconductors and dielectrics]. *Doklady Akademii nauk vysshei shkoly Rossiiskoi Federatsii = Proceedings of the Russian higher school Academy of sciences*, 2018, no. 3 (40), pp. 7–25. DOI: 10.17212/1727-2769-2018-3-7-25.
19. Kalytka V.A. Razrabotka skhemy chislennogo rascheta parametrov nelineinykh elektrofizicheskikh protsessov metodom minimizatsii funktsii sravneniya [Investigating the scheme of numerical calculation of the parameters of non-linear electrophysical processes by minimizing comparison function method]. *Prostranstvo, vremya i fundamental'nye vzaimodeistviya = Space, time, and fundamental interactions*, 2018, no. 3, pp. 68–77. DOI: 10.17238/issn2226-8812.2018.3.68-77.
20. Kalytka V.A., Bashirov A.V., Taranov A.V., Tatkeyeva G.G., Neshina Y.G., Sidorina Y.A. Methods of theoretical researches the properties of electrotechnical materials class of dielectrics with hydrogen bonds. *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*, 2019, vol. 16, no. 7, pp. 2799–2804. DOI: 10.1166/jctn.2019.8130.
21. Kalytka V.A. Matematicheskoe opisaniye nelineinoy relaksatsionnoi polarizatsii v dielektrikakh s vodorodnymi svyazyami [Mathematical description of non-linear relaxation polarization in dielectrics with hydrogen bonds]. *Vestnik Samarskogo universiteta. Estestvennonauchnaya seriya = Vestnik of Samara University. Natural Science Series*, 2017, vol. 23, no. 3, pp. 71–83. DOI: 10.18287/2541-7525-2017-23-3-71-83.
22. Kalytka V.A., Korovkin M.V., Madi P.Sh., Magauin B.K., Kalinin A.V., Sidorina Y.A. Quantum-mechanical model of thermally stimulated depolarization in layered dielectrics at low temperatures. *Journal of Physics: Conference Series*, 2020, vol. 1843. DOI: 10.1088/1742-6596/1843/1/012011.
23. Tonkonogov M.P., Kuketaev T.A., Fazylov K.K., Kalytka V.A. Dimensional effects in nanosized layers under establishing polarization in hydrogen-bonded crystals. *Russian Physics Journal*, 2005, vol. 48, no. 11, pp. 1110–1119.
24. Annenkov Yu.M., Ivashutenko A.S., Vlasov I.V., Kabishev A.V. Elektricheskie svoystva korundo-tsirkonievoy keramiki [Electrical properties of corundum-zirconium ceramics]. *Izvestiya Tomskogo politekhnicheskogo universiteta = Bulletin of the Tomsk Polytechnic University*, 2005, vol. 308, no. 7, pp. 35–38.
25. Abrikosov A.A. Rezonansnoe tunnelirovaniye v vysokotemperaturnykh sverkhprovodnikakh [Resonant tunneling in high- T_c superconductors]. *Uspekhi fizicheskikh nauk = Physics-Uspekhi*, 1998, vol. 168, no. 6, pp. 683–695. DOI: 10.3367/UFNr.0168.199806i.0683. (In Russian).
26. Kytin V.G., Kulbachinskii V.A., Kondratieva D.Yu., Pavlikov A.V., Grigoriev A.N., Mankevich A.S., Korsakov I.E. Pryzhkovyi perenos dyrok v keramicheskikh obraztsakh CuCrO_2 , legirovannogo magniym [Hopping transport of holes in CuCrO_2 ceramic samples doped with magnesium]. *Uchenye zapiski fizicheskogo fakul'teta Moskovskogo universiteta = Moscow University Physics Bulletin*, 2018, no. 1, art. 1810501, pp. 1–5.

27. Zubina T.S., Shilov G.V., Dobrovol'skii Yu.A., Leonova L.S., Mebel' A.M. Modelirovanie protonnogo transporta v ortoiodnoi i ortotellurovoi kislotakh i ikh solyakh [Modeling of proton transport in orthoiodic and orthotelluric acids and their salts]. *Elektrokimiya = Electrochemistry*, 2003, vol. 39, no. 4, pp. 414–424.
28. Kulagin I.A., Ganeev R.A., Tugushev R.I., Rasnianskii A.I., Usmanov T. Komponenti tenzora nelineinikh vospriimchivostei tretego poriadka nelineino-opticheskikh kristallov KDP, DKDP i LiNbO₃ [Components of the third-order nonlinear susceptibility tensors in KDP, DKDP and LiNbO₃ nonlinear optical crystals]. *Kvantovaya elektronika = Quantum Electronics*, 2004, vol. 34, no. 7, pp. 657–662. (In Russian).
29. Belonenko M.B. Osobennosti nelineinoi dinamiki lazernogo impul'sa v fotore-fraktivnom segnetoelektrike s vodorodnymi svyazyami [Features of nonlinear dynamics of a laser pulse in a photorefractive ferroelectric with hydrogen bonds]. *Kvantovaya elektronika = Quantum Electronics*, 1998, vol. 25, no. 3, pp. 255–258. (In Russian).
30. Strukov B.A., Levanyuk A.P. *Fizicheskie osnovy segnetoelektricheskikh yavlenii v kristallakh* [Physical basis of ferroelectric phenomena in crystals]. Moscow, Nauka Publ., 1995. 301 p.
31. Khusnullina A.L., Voskoboinikova O.B. Avtomatizirovannaya sistema sbora i vi-zualizatsii tekhnologicheskikh dannykh v proizvodstve poluprovodnikovyykh priborov [Automated system of collection and visualization of technological data in production of semiconductor devices]. *Vestnik NGU. Seriya: Informatsionnye tekhnologii = Vestnik NSU. Series: Information Technologies*, 2017, vol. 15, no. 3, pp. 100–110. DOI: 10.25205/1818-7900-2017-15-3-100-110.
32. Krotov K.V. Gradientnyi metod formirovaniya dinamicheskikh raspisanii obrabotki dannykh v konveiernoi sisteme pri razlichnykh momentakh vremeni ikh postupleniya [A gradient method for generating dynamic schedules for processing data in a pipeline system at different points in time of their receipt]. *Vestnik NGU. Seriya: Informatsionnye tekhnologii = Vestnik NSU. Series: Information Technologies*, 2016, vol. 14, no. 1, pp. 39–60.
33. Timokhin V.M. *Mnogofunktsional'noe ustroystvo dlya is-sledovaniya fiziko-tekhnicheskikh kharakteristik poluprovodnikov, dielektrikov i elektro-izolyatsionnykh materialov* [Multifunction device to analyse physical-and-chemical properties of semiconductors, dielectrics and insulating materials]. Patent RF, no. 2348045, 2009.
34. Tikhomirov P.O., Emelyanov P.V., Plotnik N.S., Zirianov A.V. Minimizatsiya vremeni protsoya protsessov pri ikh migratsii v oblachnom khostinge [Minimizing the downtime of processes during their migration to cloud hosting]. *Vestnik Permskogo universiteta. Matematika. Mekhanika. Informatika = Bulletin of Perm University. Mathematics. Mechanics. Computer science*, 2014, vol. 12, no. 4, pp. 112–120.
35. Ivanov V.N. Chislennyye metody issledovaniya mekhanicheskikh sistem s dopolnitel'nymi svyazyami [Numerical methods for the study of mechanical systems with additional constraints]. *Vestnik Permskogo universiteta. Seriya: Matematika. Mekhanika. Informatika = Bulletin of the Perm University. Series: Mathematics. Mechanics. Computer science*, 2015, T. 31, №4, c. 16–27.
36. Ivanov V.N. Chislennyye metody issledovaniya mekhanicheskikh sistem s dopolnitel'nymi svyazyami // *Vestnik Permskogo universiteta. Seriya: Matematika. Mekhanika. Informatika*. – 2015. – T. 31, № 4. – S. 16–27.
37. Solodushkin A.I., Kibitkin V.V., Pleshanov V.S. Modifitsirovannyi algoritm rascheta polya vektorov smeshchenii dlya otsenki deformatsii [A modified algorithm for calculating the displacement vector field for strain estimation]. *Izvestiya Tomskogo politekhnicheskogo universiteta = Bulletin of the Tomsk Polytechnic University*, 2011, vol. 318, no. 5, pp. 48–51.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ



Калытка Валерий Александрович – родился в 1976 году, канд. физ.-мат. наук (01.04.07 – физика конденсированного состояния), доктор PhD (по направлению 6D060400 – физика), доцент, доцент кафедры энергетических систем Карагандинского технического университета. Область научных интересов: теоретическая и математическая физика; физика твердого тела; физика диэлектриков; физика конденсированного состояния. Опубликовано более 170 научных работ, в том числе 3 монографии и 3 патента на изобретение. (Адрес: 100027, Республика Казахстан, г. Караганда, пр. Нурсултана Назарбаева, д. 56. E-mail: valerii.kalytka@gmail.com).

Kalytka Valery Aleksandrovich (b. 1976) – Candidate of Sciences (Phys.&Math. – Condensed Matter Physics), Doctor of Philosophy (Phys.), associate professor in Physics, associate professor at “Power engineering systems” department in Karaganda technical university (KTU). His research interests are currently focused on Theoretical and Mathematical Physics, Solid State Physics, Physics of Dielectrics and Physics of Condensed Media. He is author of 170 scientific papers, including 3 monographs and 3 Patents for the Invention. (Address: 56, Nursultan Nazarbayev Av., Karaganda, 100027 Republic of Kazakhstan. E-mail: valerii.kalytka@gmail.com).



Алиферов Александр Иванович – родился в 1956 году, д-р техн. наук, профессор, зав. кафедрой «Автоматизированные электротехнологические установки» Новосибирского государственного технического университета (НГТУ). Область научных интересов: ресурсосберегающие электротехнологии. Опубликовано более 200 научных трудов, в том числе 6 монографий. (Адрес: Россия, 630073, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20. E-mail: aliferov@corp.nstu.ru).

Aliferov Alexander Ivanovich (b. 1956) – Doctor of Sciences (Eng.), Professor, Head of the Department "Automated Electrotechnological Installations" of the Novosibirsk State Technical University (NSTU). Research interests: resource-saving electrical technologies. More than 200 scientific papers, including 6 monographs, have been published. (Address: 20, K. Marx Av., Novosibirsk, 630073, Russia. E-mail: aliferov@corp.nstu.ru).



Коровкин Михаил Владимирович – родился в 1952 году, д-р физ.-мат. наук (01.04.10 – физика полупроводников и диэлектриков), профессор кафедры геологии и разработки нефтяных месторождений (ГРНМ) Института природных ресурсов Национального исследовательского Томского политехнического университета. Область научных интересов: физика твердого тела; физика диэлектриков; физика конденсированного состояния; физические методы исследования минералов; геофизика и геология. Опубликовано более 180 научных работ. (Адрес: 634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30. E-mail: mvk@tpu.ru).

Korovkin Mikhail Vladimirovich (b. 1952) – Doctor of Sciences (Phys.&Math. – physics of semiconductors and dielectrics), Professor of the Department of Geology and Development of Oil Fields of the Institute of Natural Resources of the National Research Tomsk Polytechnic University. Research interests: solid state physics; physics of dielectrics; condensed matter physics; physical methods of mineral research; geophysics and geology. More than 180 scientific papers have been published. (Address: 30, Lenin Av., Tomsk, 634050, Russia. E-mail: mvk@tpu.ru).



Мехтиев Али Джаванширович – родился в 1972 году, канд. техн. наук, доцент, профессор кафедры эксплуатации электрооборудования Казахского агротехнического университета им. С. Сейфуллина. Научный сотрудник Национального исследовательского Томского политехнического университета. Область научных интересов: энергетика, телекоммуникация, машиностроение, металлургия, возобновляемые источники энергии. Опубликовано 362 научные работы. (Адрес: 010011, Республика Казахстан, г. Нур-Султан, пр. Женис, д. 62. E-mail: barton.kz@mail.ru).

Mehtiyev Ali Djavanshirovich (b. 1972) – Candidate of Sciences (Eng.), associate professor, department of Electrical Equipment Operation, Kazakh Agrotechnical University named after S. Seifullin. Researcher at the National Research Tomsk Polytechnic University. His research interests are currently focused on energy, telecommunications, mechanical engineering, metallurgy, renewable energy sources. He is author of 362 scientific papers. (Address: 62, Zhenis Av., Nur-Sultan, 010011, Republic of Kazakhstan. E-mail: barton.kz@mail.ru).



Маді Перизат Шаймуратовна – родилась в 1980 году, магистр электроэнергетики, старший преподаватель кафедры энергетических систем Карагандинского технического университета. Аспирант Национального исследовательского Томского политехнического университета. Область научных интересов: энергетика, телекоммуникация, оптика, фотоника. Опубликовано 10 научных работ. (Адрес: 100027, Республика Казахстан, г. Караганда, пр. Нурсултана Назарбаева, д. 56. E-mail: perizat1@mail.tpu).

Madi Perizat Shaimuratovna (b. 1980) – Master of Electricity, Senior Lecturer of the Department of Energy Systems, Karaganda Technical University. Post-graduate student of the National Research Tomsk Polytechnic University. Research interests: energy, telecommunications, optics, photonics. He is author of 10 scientific papers. (Address: 56, Nursultan Nazarbayev Av., Karaganda, 100027, Republic of Kazakhstan. E-mail: perizat1@mail.tpu).

*Статья поступила 11 июня 2021 г.
Received June 11, 2021*

To Reference:

Kalytka V.A., Aliferov A. I., Korovkin M.V., Mehtiyev A.D., Madi P.Sh. Kvantovye svoistva dielektricheskikh poter' v nanometrovykh sloyakh tverdykh dielektrikov pri sverkh nizkikh temperaturakh [Quantum properties of dielectric losses in nanometer layers of solid dielectrics at ultra-low temperatures]. *Doklady Akademii nauk vysshei shkoly Rossiiskoi Federatsii = Proceedings of the Russian higher school Academy of sciences*, 2021, no. 2 (51), pp. 14–33. DOI: 10.17212/1727-2769-2021-2-14-33.