

УДК 537.311

КОПОСОВ Геннадий Дмитриевич, кандидат физико-математических наук, доцент, профессор кафедры общей физики института естественных наук и технологий Северного (Арктического) федерального университета имени М.В. Ломоносова. Автор 150 научных публикаций, в т. ч. двух монографий

ВОЛКОВ Александр Сергеевич, заведующий лабораторией, ассистент кафедры общей физики института естественных наук и технологий Северного (Арктического) федерального университета имени М.В. Ломоносова. Автор 15 научных публикаций

ТЯГУНИН Анатолий Вячеславович, кандидат физико-математических наук, старший преподаватель кафедры общей физики института естественных наук и технологий Северного (Арктического) федерального университета имени М.В. Ломоносова. Автор 25 научных публикаций, в т. ч. одной монографии

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ В ДЕБАЕВСКИХ МОДЕЛЯХ ДИСПЕРСИИ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

Для объяснения наблюдаемых отклонений частотных зависимостей от дебаевских формул для релаксационных поляризации и прыжковой проводимости предложена новая модель. Сущность модели базируется на признании дебаевских формул для диэлектрической проницаемости и удельной электрической проводимости и зависимости времени релаксации от частоты электрического поля. На основе модели в качестве примера приведен анализ электрофизических свойств мерзлой влагосодержащей дисперсной среды на основе кварцевого порошка с примесью фруктозы. Исследования электрофизических свойств осуществлялись с помощью измерителя иммитанса Е7-20 в частотном диапазоне от 25 Гц до 1 МГц, диапазон температур составлял 120 – 270 К, диапазон концентраций примеси фруктозы – от 10^{-6} М до 10^{-2} М. Построены частотные зависимости удельной электрической проводимости, описываемые степенной функцией типа $\sigma(\omega) \sim \omega^\alpha$. Частотные зависимости времен релаксации удельной электрической проводимости и диэлектрической проницаемости имеют вид $\tau \sim \tau_0 \omega^{-\beta}$. Параметры степенных функций зависят от температуры образца и концентрации примеси. Время релаксации, в соответствии с принципом независимости релаксационных процессов, включает в себя время релаксации при фононном механизме рассеяния и время релаксации, обусловленное рассеянием на статических дефектах. Как следует из проведенного исследования, на механизм рассеяния, и, следовательно, на значение времени релаксации влияет частота внешнего электри-

ческого поля. При введении примеси в структуру льда определение времени релаксации на статических дефектах затруднено. Это связано, скорее всего, с нарушением механизма рассеяния, поскольку примесная молекула, внедряясь в кристаллическую структуру льда, задерживает движение носителей.

Ключевые слова: лед с примесью, электрическая проводимость, диэлектрическая проницаемость, время релаксации, дисперсные системы.

В работе [1] было отмечено, что для всех протонных и для ряда ионных проводников наблюдаемая частотная дисперсия удельной электрической проводимости имеет вид $\sigma(\omega) \sim \omega^\alpha$. Для формиата эрбия, имеющего четыре водородные связи, величина $\alpha = 0,8$ [2]. О подобных взаимосвязях упоминалось в учебном пособии Ю.М. Поплавко [3]. Приведенная закономерность, согласно [4], свидетельствует о многопозиционном прыжковом протонном механизме проводимости.

В работе [5] частотная зависимость проводимости наноразмерных пленок nc-Si находилась на основании связи с мнимой частью ϵ'' комплексной диэлектрической проницаемости $\sigma(\omega) - \sigma(0) = \omega \epsilon''$. Отмечено, что $\sigma(\omega)$ может быть хорошо аппроксимирована степенной зависимостью с показателем степени 0,74. При этом пленка моделировалась как двухфазная дисперсная система: кремниевые наночастицы и воздушные промежутки.

Частным случаем протонного полупроводника является лед. Для монокристаллических образцов льда характерна дебаевская частотная дисперсия [6–8]:

$$\sigma = \sigma_\infty - \frac{\sigma_\infty - \sigma_s}{1 + j\omega\tau} \quad \text{и} \quad \epsilon = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau}$$

Иная ситуация наблюдается в мерзлых влажгосодержащих дисперсных средах (ВДС). В работе А.Д. Фролова [9] приводятся результаты Мазно с сотрудниками по исследованию частотной зависимости удельной электрической проводимости мерзлой глины при влажности $W = 11\%$ при различных температурах от -15 до -100 °С. Анализ этих результатов свидетельствует о выполнимости закономерности

$\sigma(\omega) \sim \omega^\alpha$ при α , зависящем от температуры. При $t = -100$ °С численное значение α близко к 0,67 и убывает с увеличением температуры.

Наблюдаемое различие между объемным монокристаллическим льдом и льдом, находящимся в дисперсной фазе, скорее всего, связано с поликристаллическостью льда. Этот факт подтверждается результатом, полученным для поликристаллического льда из деионизированной воды (рис. 1). При этом численное значение α меняется от 0,53 до 0,78.

При наблюдающихся отклонениях от дебаевской дисперсии электрофизических свойств (диэлектрическая проницаемость, удельная электрическая проводимость) многие авторы [2, 10, 11] ищут выход в использовании для описания релаксационных поляризации и прыжковой проводимости, отличающегося от

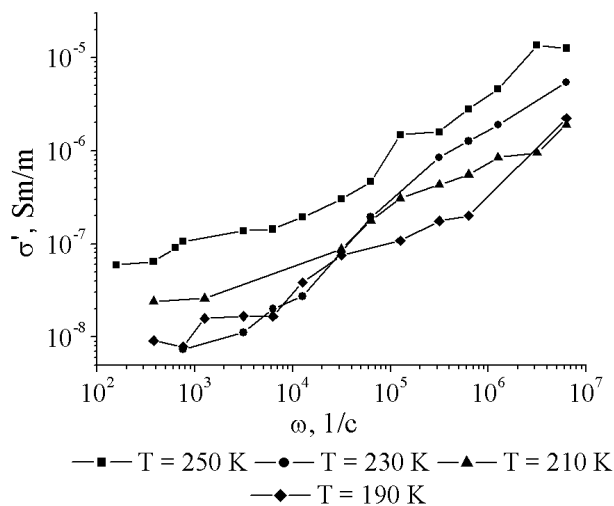


Рис. 1. Частотная зависимость удельной электрической проводимости поликристаллического льда

дебаевского распределения релаксаторов. Среди них классическими распределениями релаксаторов являются распределения Коул–Коула, Девидсона–Коула, Гавриляка–Негами (обобщенное распределение) [10]. Однако такой подход страдает физическим формализмом, т. к. названные распределения не имеют сформулированных физических механизмов.

Другой и уже приемлемый подход к объяснению зависимостей $\sigma(\omega) \sim \omega^a$ базируется на признании роли перколяционных процессов в проводимости неупорядоченных твердых тел. Электрический транспорт происходит по траекториям с наименьшим сопротивлением. В сильно неупорядоченных твердых телах перколяционные траектории проявляют фрактальную структуру, в результате чего фрактальная размерность d_f оказывается больше, чем топологическая. В работах Дьюра и Шредера [12, 13] была сформулирована модель диффузного кластерного приближения (ДКП) и показано, что наибольший вклад в проводимость дают кластеры, фрактальная размерность которых находится в пределах $1,1 \div 1,7$. Там же определен путь решения задачи о зависимости $\sigma(\omega)$; вводится безразмерная комплексная проводимость $\tilde{\sigma} = \frac{\sigma'(v) + i\sigma''}{\sigma(0)}$ и безразмерная частота

$$\tilde{\omega} = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{\sigma(0)} \omega$$

Решающим уравнением является

$$\ln \tilde{\sigma} = \left(\frac{i\tilde{\omega}}{\tilde{\sigma}} \right)^{\frac{d_f}{2}}, \text{ которое комплекснозначно и не}$$

имеет строгого аналитического решения.

Н.Н. Кононову с сотрудниками [14] удалось решить уравнение при некоторых упрощающих условиях и при $\omega \rightarrow 0$ получить ответ

$$\sigma(\omega) - \sigma(0) = \sigma(0)^{\left(1 - \frac{d_f}{2}\right)} \cos\left(\frac{\pi d_f}{4}\right) (\varepsilon_0 \Delta \varepsilon \omega)^{\frac{d_f}{2}},$$

где $\Delta \varepsilon = \varepsilon_s - \varepsilon_\infty$. В этом подходе подгоночным параметром выступает d_f .

Материалы и методы. В настоящей работе предлагается иной подход для объяснения наблюдаемых отклонений от дебаевских формул для описания частотных зависимостей электрофизических свойств мерзлых ВДС. Сущность этого подхода заключается в отделении формул Дебая, имеющих наглядный физический смысл при описании релаксационных поляризации и прыжковой проводимости, и физического параметра – времени релаксации. Предполагается, что формулы Дебая верны, но время релаксации зависит от частоты электрического поля. Физически это возможно, если кроме фоновой релаксации присутствуют иные механизмы, например, связанные с рассеянием на статических дефектах кристаллической структуры или конденсированной среды.

Из известных формул частотной дисперсии Дебая

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2} \text{ и } \sigma' = \sigma_\infty - \frac{\sigma_\infty - \sigma_s}{1 + (\omega\tau_\sigma)^2}$$

находим

$$\tau_\varepsilon(\omega) = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{\varepsilon_s - \varepsilon'}{\varepsilon' - \varepsilon_\infty}} \text{ и } \tau_\sigma(\omega) = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{\sigma' - \sigma_s}{\sigma_\infty - \sigma'}}$$

Статические параметры ε_s и σ_s могут быть найдены из полиномиальных представлений $\varepsilon'(\omega)$ и $\sigma'(\omega)$ при $\omega \rightarrow 0$. Высокочастотные параметры ε_∞ и σ_∞ находятся из полиномиальных представлений $\varepsilon'(1/\omega)$ и $\sigma'(1/\omega)$ при $1/\omega \rightarrow 0$.

Предлагаемый подход проиллюстрируем примером исследования электрофизических свойств мерзлой дисперсной среды на основе порошка мелкозернистого кварца с примесью фруктозы. Исследование проводилось с помощью измерителя иммитанса E7-20, исследуемая ВДС помещалась в измерительную ячейку-конденсатор. На основании прямых измерений емкости C , добротности Q и проводимости G рассчитывались значения компонентов комплексной диэлектрической проницаемости и удельной электрической проводимости.

Результаты и обсуждение. Частотные зависимости времени релаксации электрофизических свойств при различных концентраци-

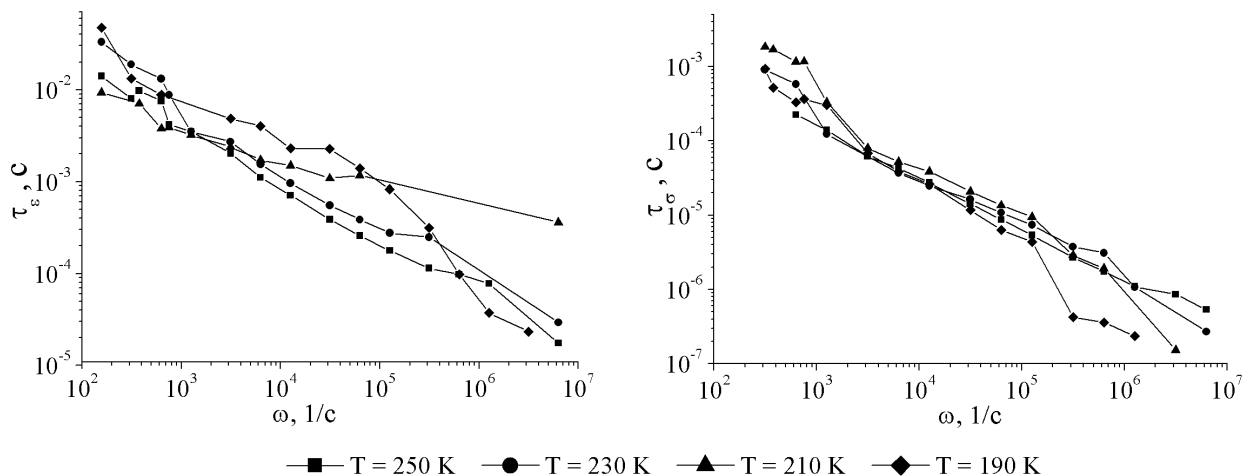


Рис. 2. Частотная зависимость τ_σ и τ_ϵ для ВДС влажностью 12 % с примесью фруктозы концентрацией 10^{-3} М при различных температурах

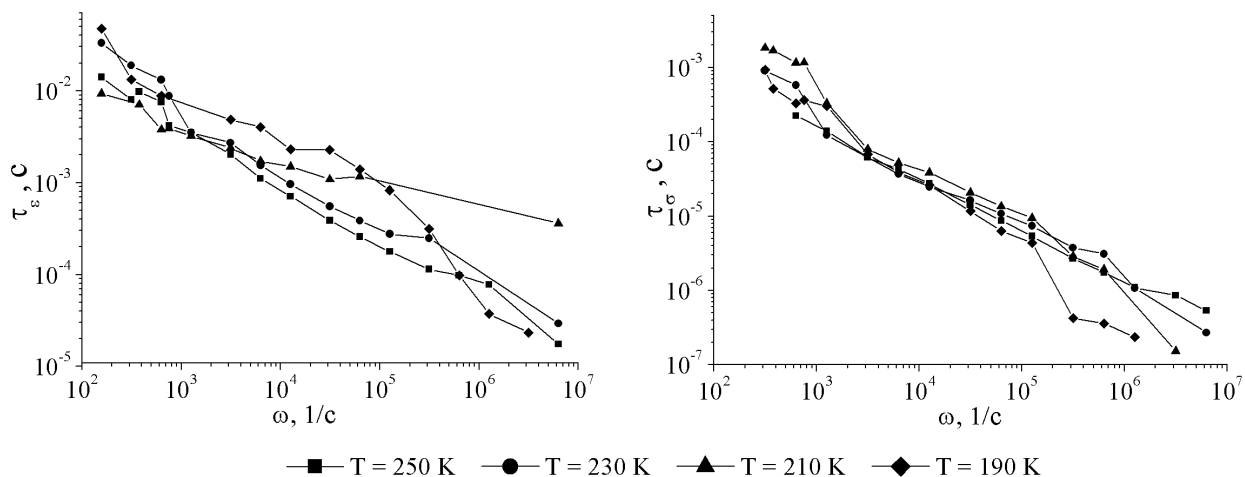


Рис. 3. Частотная зависимость τ_σ и τ_ϵ для ВДС влажностью 12 % при температуре образца 230 К при различных концентрациях примеси фруктозы

ях примеси и температурах исследуемой ВДС приведены на рис. 2 и 3.

Время релаксации в диапазоне частот $10^2 \div 10^7$ 1/с уменьшается более чем на три порядка для разных температур и концентраций фруктозы в исследуемой мерзлой ВДС. При этом

время релаксации слабо зависит от температуры (как для τ_ϵ , так и для τ_σ).

Частотная зависимость времени релаксации может быть с высокой степенью корреляции аппроксимирована степенной зависимостью вида $\tau \sim \tau_0 \omega^{-\beta}$. Значения коэффициентов

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ τ_0 И β ДЛЯ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ τ_ε И τ_σ И ПАРАМЕТР A
В ЗАВИСИМОСТИ $\sigma(\omega) \sim \omega^a$ ПРИ ВЛАЖНОСТИ ОБРАЗЦА $W = 12\%$

С, М	Т, К	$\tau_\varepsilon \sim \tau_{0\varepsilon} \omega^{-\beta}$		$\tau_\sigma \sim \tau_{0\sigma} \omega^{-\beta}$		$\sigma(\omega) \sim \omega^a$
		$\tau_{0\varepsilon}$	β_ε	$\tau_{0\sigma}$	β_σ	a
0	250	0,00100±0,00001	0,512±0,005	0,090±0,001	0,74±0,01	0,73±0,01
	230	0,00150±0,00003	0,55±0,01	0,118±0,002	0,78±0,02	0,78±0,02
	210	0,0031±0,0001	0,63±0,02	0,127±0,004	0,79±0,02	0,68±0,02
	190	0,0057±0,0002	0,68±0,03	0,112±0,005	0,79±0,03	0,56±0,02
	170	0,010±0,001	0,80±0,04	0,49±0,02	0,93±0,05	0,49±0,03
10 ⁻⁵	250	0,00180±0,00002	0,544±0,005	0,56±0,01	0,68±0,01	0,63±0,01
	230	0,00190±0,00004	0,54±0,01	0,166±0,003	0,57±0,01	0,72±0,01
	210	0,031±0,001	0,73±0,02	0,27±0,01	0,59±0,02	0,58±0,02
	190	0,034±0,001	0,77±0,03	0,132±0,005	0,46±0,02	0,43±0,02
	170	0,086±0,004	0,90±0,05	0,32±0,02	0,60±0,03	0,39±0,02
10 ⁻³	250	0,0142±0,0001	0,66±0,01	0,172±0,002	0,57±0,01	0,341±0,004
	230	0,0171±0,0003	0,68±0,01	0,197±0,004	0,56±0,01	0,50±0,01
	210	0,065±0,002	0,80±0,02	0,36±0,01	0,59±0,02	0,36±0,01
	190	0,187±0,007	0,95±0,04	2,02±0,08	0,74±0,03	0,35±0,01
	170	0,22±0,01	0,97±0,05	1,84±0,09	0,77±0,04	0,23±0,01
10 ⁻²	250	0,0098±0,0001	0,68±0,01	0,61±0,01	0,67±0,01	0,377±0,004
	230	0,0036±0,0001	0,64±0,01	0,51±0,01	0,64±0,01	0,32±0,01
	210	0,043±0,001	0,86±0,03	0,57±0,02	0,64±0,02	0,26±0,01
	190	0,077±0,003	0,95±0,04	4,7±0,2	0,84±0,04	0,25±0,01
	170	0,087±0,004	0,94±0,05	6,2±0,3	0,92±0,05	0,39±0,01

τ_0 и β для времен релаксации τ_ε и τ_σ , а также значение коэффициента a в зависимости $\sigma(\omega) \sim \omega^a$ приведены в табл. 1.

Температурные зависимости частотных срезов времени релаксации τ_ε и τ_σ представлены на рис. 4. Температурная зависимость времени релаксации имеет две экспоненциальных области, описываемых функцией $\tau = \tau_0 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right)$ и имеющих определенное значение ΔE , зависящее от частоты.

Анализ данных в табл. 1 по значениям τ_0 и β , а также по значениям a зависимости $\sigma(\omega) \sim$

$\sim \omega^a$ позволяет выявить следующие закономерности:

- параметры τ_0 и β для времен релаксации τ_ε и τ_σ отличаются;
- увеличение температуры понижает τ_0 и особенно $\tau_{0\varepsilon}$;
- значение $\tau_{0\sigma} > \tau_{0\varepsilon}$ в отличие от $\tau_\varepsilon > \tau_\sigma$;
- значение β_ε и β_σ уменьшаются с повышением температуры;
- значения a увеличиваются при увеличении температуры образца и концентрации примеси.

Ранее в статье [15] было показано, что переход от монокристаллического состояния к по-

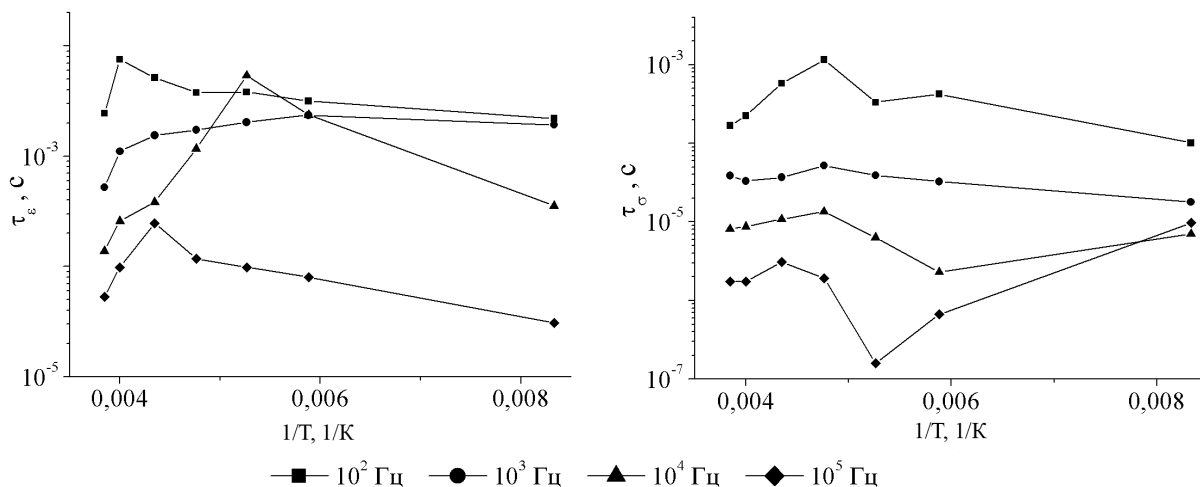


Рис. 4. Температурная зависимость τ_{σ} и τ_{ϵ} для ВДС влажностью 12 % с примесью фруктозы концентрацией 10^{-3} М на различных частотах внешнего электрического поля

ликристаллическому приводит к уменьшению времени релаксации. Так, при $T = 200$ К время релаксации уменьшается на два порядка. В указанной работе это уменьшение было связано со статическими дефектами кристаллической структуры. В соответствии с принципом независимости релаксационных процессов

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{fon}} + \frac{1}{\tau_{def}}$$

где τ_{fon} – время релаксации при фоновом механизме рассеяния, τ_{def} – время релаксации при рассеянии на статических дефектах. Если

принять, что τ_{fon} характерно для монокристаллов, и воспользоваться графиком зависимости $\tau(T)$, представленном в [6], то можно оценить величину $1/\tau_{def}$. Для ВДС влажностью 12 % с примесью фруктозы концентрацией $C = 10^{-3}$ М значения величины времени релаксации диэлектрической проницаемости τ_{def} обусловленные рассеянием на статических дефектах структуры, представлены в табл. 2.

Весьма интересный результат дает сравнение времен релаксации для ВДС с примесью фруктозы и без нее. Время релаксации τ_{ϵ} , как следует из рис. 3, больше в ВДС с примесью, чем в ВДС без примеси. Это связано с тем, что

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ОБРАЗЦА ВЛАЖНОСТЬЮ $w = 12$ % С ПРИМЕСЬЮ ФРУКТОЗЫ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ $C = 10^{-3}$ М

T, K	τ_{def}, c			
	10^2 Гц	10^3 Гц	10^4 Гц	10^5 Гц
170	$(3,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$	$(2,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$	$(2,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$	$(8,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$
190	$(4,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$	$(2,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$	$(5,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$(9,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$
210	$(6,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$(2,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$	$(1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$	$(1,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$
230	–	–	$(6,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$	$(3,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$
250	–	–	$(9,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$	$(1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$

вводимая примесь фруктозы играет роль ловушек для носителей тока, что приводит к увеличению времени релаксации. Примесная молекула фруктозы, размер которой более чем в 10 раз больше размера молекулы воды, внедряется в кристаллическую структуру льда между слоями, образуя вокруг себя пространство, затрудняющее движение носителей тока.

Иная ситуация наблюдается для времени релаксации τ_{σ} . Частотная зависимость τ_{σ} беспримесной ВДС пересекает зависимости легированного образца при $\nu = 2 \cdot 10^{-4}$ Гц, это позволяет сделать вывод о различных механизмах рассеяния в разных частотных диапазонах. Так, для образцов с примесью при $\nu > 2 \cdot 10^{-4}$ Гц преобладает фононный механизм рассеяния, а для области с $\nu < 10^{-4}$ Гц характерно рассеяние на статических дефектах структуры. Этот факт подтверждает *рис. 4* и данные по τ_{def} в *табл. 2*, из которой следует, что при $T > 230$ К при частотах 100 Гц и 1 кГц $\tau > \tau_{fon}$.

Заключение. Следует отметить возможные причины, приводящие к зависимости $\tau_{def} = f(\omega)$. В первую очередь, при частоте ν переменного электрического поля столкнове-

ние носителей с дефектом за единицу времени происходит 2ν раз. В этом случае выполнялось бы соотношение $\tau_{def} \sim \frac{1}{\omega}$. Но дело осложняется влиянием других факторов. Часть носителей может туннелировать через границу поликристаллов и не испытывать столкновений. Если смещение электрических зарядов больше длины прыжка в прыжковой проводимости, то зависимость от частоты становится иной, т. к. наблюдается влияние фононного механизма рассеяния, особенно на высоких частотах. Не последнюю роль играет соотношение между максимальным смещением заряда и средним расстоянием между дефектами, обусловленное положением примесной молекулы в кристаллической структуре льда, а для поликристаллического льда – размерами монокристаллических блоков.

Введение примеси, как показывают проведенные исследования, осложняет определение времени релаксации, обусловленное рассеянием на статических дефектах. Причиной этого является, скорее всего, нарушение механизма рассеяния, связанное с некоторой задержкой носителя в поле примесной молекулы.

Список литературы

1. Gonscher A.K. A New Understanding of the Dielectric Relaxation of Solids // J. Mater. Science. 1981. № 16. P. 2037–2060.
2. Новик В.К., Гаврилова Н.Д., Воробьев А.В., Лотонов А.М. Линейная диэлектрическая дисперсия как общее явление для твердотельных диэлектриков. Немарковская релаксация // Физика диэлектриков (Диэлектрики-2014): материалы XIII Междунар. конф. Санкт-Петербург, 2–6 июня 2014. 2014. Т. 1. С. 99–102.
3. Поплавко Ю.М. Физика диэлектриков: учеб. пособие для вузов. Киев, 1980.
4. Брыскин В.В., Дьяков М.Д., Муждба В.И., Ханин С.Д. Анализ характера прыжковой проводимости по частичной зависимости тангенса угла // Физика твердого тела. 1981. Т. 23, № 5. С. 1516–1518.
5. Ищенко А.А., Фетисов Г.В., Аслант А.А. Нанокремний: свойства, получение, применение, методы исследования и контроль. М., 2012.
6. Тонконогов М.П. Диэлектрическая спектроскопия кристаллов с водородными связями. Протонная релаксация // УФН. 1998. Т. 168, № 1. С. 29–54.
7. Маэно Н. Наука о льде. М., 1988.
8. Petrenko V.F., Whitworth R.W. Physics of Ice. N.Y., 2006.
9. Фролов А.Д. Электрические и упругие свойства мерзлых пород и льдов. Пушино, 1988.
10. Андреев Е.В., Богатин А.С., Ковригина С.А., Игнатова Ю.А., Богатина В.Н. Метод экстраполяции для определения вида распределения релаксаторов в диэлектриках // Физика диэлектриков (Диэлектрики-2014): материалы XIII Междунар. конф. Санкт-Петербург, 2–6 июня 2014. СПб., 2014. Т. 1. С. 33–36.

11. Гаврилова Н.Д., Давыдова А.А. Электропроводность, диэлектрическая проницаемость и электрический модуль кристаллогидратов формиата эрбия на частотах 0,07 Гц – 1 МГц // Вестн. МГУ. Сер. 3 «Физика, астрономия». 2013. Т. 12. С. 50–55.
12. Schreder T.B., Dyre J.C. Computer Simulations of the Random Barrier Model // Phys. Chem. Phys. 2002. № 4(14). P. 3173–3178.
13. Schreder T.B., Dyre J.C. Ac Hopping Conduction at Extreme Disorder Takes Place on the Percolating Cluster Phys. Rev. Lett. 2008. № 101(1). P. 2590–2591.
14. Кононов Н.Н., Дорофеев С.Г., Ищенко А.А., Миронов Р.А., Плотниченко В.Г., Дианов Е.М. Диэлектрические и транспортные свойства тонких пленок, осажденных из зольей, содержащих наночастицы кремния // Физика и техника полупроводников. 2011. Т. 45, вып. 8. С. 1068–1078.
15. Тягунин А.В., Копосов Г.Д. Влияние состояния льда на время релаксации диэлектрической проницаемости // Физический вестник ин-та естественных наук и биомедицины САФУ: сб. науч. тр. 2011. Вып. 10. С. 49–55.

References

1. Gonscher A.K. A New Understanding of the Dielectric Relaxation of Solids. *J. Mater. Science*, 1981, no. 16, pp. 2037–2060.
2. Novik V.K., Gavrilova N.D., Vorobyov A.V., Lotonov A.M. Linejnaja dijelektricheskaia dispersija kak obshhee javlenie dlja tverdotel'nyh dijelektrikov. Nemarkovskaja relaksacija [Linear Dielectric Dispersion as a General Phenomenon for Solid Dielectrics. Non-Markovian Relaxation]. *Fizika dijelektrikov (Dijelektriki-2014): materialy XIII Mezhdunar. konf. Sankt-Peterburg, 2–6 ijunja 2014* [Dielectric Physics (Dielectrics-2014): Proc. XIII Intern. Conf., St. Petersburg, 2–6 June, 2014]. Saint Petersburg, 2014, vol. 1, pp. 99–102.
3. Poplavko Yu.M. *Fizika dijelektrikov* [Dielectric Physics]. Kiev, 1980.
4. Bryskin V.V., Dyakov M.D., Muzhdba V.I., Hanin S.D. Analiz haraktera pryzhkovej provodimosti po chastichnoj zavisimosti tangensa ugla [Analysis of the Hopping Conductivity on the Partial Dependence of Tangent of Angle]. *Fizika tverdogo tela*, 1981, vol. 23, no. 5, pp. 1516–1518.
5. Ishchenko A.A., Fetisov G.V., Aslant A.A. *Nanokremnij: svojstva, poluchenie, primenenie, metody issledovaniya i kontrol'* [Nanokremny: Properties, Derivatization, Application, Methods of Research and Control]. Moscow, 2012.
6. Tonkonogov M.P. Dijelektricheskaia spektroskopija kristallov s vodorodnymi svjazjami. Protonnaja relaksacija [Dielectric Spectroscopy of Hydrogen-Bonded Crystals. Proton Relaxation]. *UFN*, 1998, vol. 168, no. 1, pp. 29–54.
7. Maeno N. *Nauka o l'de* [Science of Ice]. Moscow, 1988.
8. Petrenko V.F., Whitworth R.W. *Physics of Ice*. New York, 2006.
9. Frolov A.D. *Jelektricheskie i uprugie svojstva merzlyh porod i l'dov* [Electrical and Elastic Properties of Permafrost and Ice]. Pushchino, 1988.
10. Andreev E.V., Bogatin A.S., Kovrigina S.A., Ignatova Yu.A., Bogatina V.N. Metod jekstrapoljacji dlja opredelenija vida raspredelenija relaksatorov v dijelektrikah [Extrapolation Method for Determining the Distribution Type of Relaxation Oscillators in Dielectrics]. *Fizika dijelektrikov (Dijelektriki-2014): materialy XIII Mezhdunar. konf. Sankt-Peterburg, 2–6 ijunja 2014* [Dielectric Physics (Dielectrics-2014): Proc. XIII Intern. Conf., St. Petersburg, 2–6 June, 2014]. Saint Petersburg, 2014, vol. 1, pp. 33–36.
11. Gavrilova N.D., Davydova A.A. Jelektricheskaia pronicaemost' i jelektricheskiy modul' kristallogidratov formiata jerbija na chastotah 0,07 Gc – 1 MGc [Conductance, Dielectric Permittivity and Electrical Module of Erbium Formiate Crystalline Hydrates at Frequencies of 0.07 Hz - 1 Mhz]. *Vestnik MGU. Ser. 3: Fizika, astronomiya*, 2013, vol. 12, pp. 50–55.
12. Schreder T.B., Dyre J.C. Computer Simulations of the Random Barrier Model. *Physical Chemistry, Chemical Physics*, 2002, no. 4 (14), pp. 3173–3178.
13. Schreder T.B., Dyre J.C. Ac Hopping Conduction at Extreme Disorder Takes Place on the Percolating Cluster Phys. *Physical review letters*, 2008, no. 101 (1), pp. 2590–2591.
14. Kononov N.N., Dorofeev S.G., Ishchenko A.A., Mironov R.A., Plotnichenko V.G., Dianov E.M. Dijelektricheskie i transportnye svojstva tonkih plenok, osazhdennyh iz zolej, sodержashih nanochasticy kremniya [Dielectric and Transport Properties of Thin Films Evaporated from Sols Containing Silica Nanoparticles]. *Fizika i tehnika poluprovodnikov*, 2011, vol. 45, no. 8, pp. 1068–1078.

15. Tyagunin A.V., Kopusov G.D. Vliyanie sostojanija l'da na vremja relaksacii dijelektricheskoj pronicaemosti [Influence of Ice Conditions on the Relaxation Rate of Permittivity]. *Fizicheskiy vestnik instituta estestvennyh nauk i biomeditsiny SAFU*, 2011, no. 10, pp. 49–55.

Kopusov Gennadiy Dmitrievich

Institute of Natural Sciences and Technology,
Northern (Arctic) Federal University named after M.V. Lomonosov (Arkhangelsk, Russia)

Volkov Aleksandr Sergeevich

Institute of Natural Sciences and Technology,
Northern (Arctic) Federal University named after M.V. Lomonosov (Arkhangelsk, Russia)

Tyagunin Anatoliy Vyacheslavovich

Institute of Natural Sciences and Technology,
Northern (Arctic) Federal University named after M.V. Lomonosov (Arkhangelsk, Russia)

FREQUENCY DEPENDENCE OF RELAXATION RATE IN DEBYE DISPERSION MODELS OF ELECTROPHYSICAL PROPERTIES

A new model to explain the observed deviations of frequency dependencies from the Debye formulas for the relaxational polarization and hopping conductivity is proposed. The essence of the model is based on the acceptance of Debye formulas for permittivity and conductivity and dependence of relaxation rate on electric field frequency. On the basis of the model as an example, the analysis of electrophysical properties of frozen, moisture-containing dispersing medium based on quartz powder with fructose admixture is given. Research of electrophysical properties were carried out with the help of LCR meter E7-20 in the frequency range from 25 Hz to 1 MHz, the range of temperatures was 120–270 K, the range of concentrations of fructose admixtures was from 10^{-6} M to 10^{-2} M. The frequency dependences of electrolytic conductivity, described by exponential function of a type $\sigma(\omega) \sim \omega^\alpha$ are constructed. Frequency dependences of relaxation rates of conductivity and permittivity have the following form: $\tau \sim \tau_0 \omega^{-\beta}$. Parameters of exponential functions depend on the sample temperature and admixture concentration. Relaxation rate, in accordance with the principle of independence of relaxational processes, includes relaxation rate at phonon scattering mechanism and relaxation rate due to scattering by static defects. As follows from the research, frequency of external electric field influences on a scattering mechanism and consequently on the value of relaxation rate. At introduction admixture into the ice structure the determination of relaxation rate at static defects is with difficulty. It depends on disfunction of scattering mechanism, since the impurity molecule penetrating into a crystal ice structure, delays the movement of carriers.

Keywords: doped ice, electrical conductance, permittivity, relaxation rate, disperse systems.

Контактная информация:

Копосов Геннадий Дмитриевич

адрес: 163002, г. Архангельск, наб. Северной Двины, д. 17;

e-mail: fc.genphys@pomorsu.ru

Волков Александр Сергеевич

адрес: 163002, г. Архангельск, наб. Северной Двины, д. 17;

e-mail: a.s.volkov@narfu.ru

Тягуниин Анатолий Вячеславович

адрес: 163002, г. Архангельск, наб. Северной Двины, д. 17;

e-mail: alastor15@yandex.ru

Рецензент – Понов В.Н., доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой математики института математики, информационных и космических технологий Северного (Арктического) федерального университета имени М.В. Ломоносова