

Зависимость диэлектрической проницаемости кристаллов PbWO_4 от температуры в области 290–550 К

© В.Н. Шевчук, И.В. Каюн

Львовский национальный университет им. И. Франко,
79005 Львов, Украина

E-mail: shevchuk@wups.lviv.ua

(Поступила в Редакцию 11 мая 2004 г.
В окончательной редакции 14 июля 2004 г.)

Исследована температурная зависимость диэлектрической постоянной ϵ кристаллов PbWO_4 в области $T = 290\text{--}550$ К на частоте 1 кГц. При нагревании и охлаждении образца наблюдается различный ход кривых $\epsilon(T)$. На зависимости $\epsilon(T)$ при нагревании выделяются группы узких максимумов при 290–330 К и 330–400 К. Первая группа пиков доминирует. Высокотемпературная поляризация обуславливает дополнительный размытый пик на кривой $\epsilon(T)$ при 400 К. Линейная зависимость $\epsilon(T)$ наблюдается при 400–470 К, выше 470 К закон изменения $\epsilon(T)$ близок к экспоненциальному. Восстановительная релаксация значений ϵ в пределах 25–30 при 290 К после высокотемпературного прогрева образца происходит в несколько стадий по экспоненциальному закону. Дипольная поляризация и прыжковый механизм обмена зарядами между сложными дипольными ассоциатами определяют особенности $\epsilon(T)$. Такими дефектами структуры могут служить пары двухзарядных вакансий свинца и кислорода — диполоны. Они же являются основой для более сложных комплексов дефектов с локализованными дырками (электронами) на соответствующих вакансиях.

Кристаллы вольфрамата свинца PbWO_4 (PWO) структурного типа шеелита интенсивно изучаются в связи с их использованием в качестве эффективных самоактивированных сцинтилляционных материалов с короткими временами послесвечения [1]. Люминесцентные свойства PWO и его временные характеристики зависят от дефектов структуры, относительно природы которых нет единой точки зрения. Электрические и диэлектрические свойства этого соединения исследованы недостаточно, несмотря на их информативность при выявлении точечных дефектов и изменения состояния последних во время термообработки.

Нами проведен цикл работ [2–4] по изучению электрических свойств кристаллов PWO во внешнем постоянном электрическом поле и термостимулированных токов поляризации-деполяризации в температурном интервале 290–600 К. Диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери легированных кристаллов PWO рассмотрены в работах [5–11] для установления особенностей примесного дефектообразования.

Первая из этих работ [5] содержит некоторые диэлектрические характеристики молибдата и вольфрамата свинца при температурах выше 540 К. В [6–10] методами диэлектрического отклика в частичном диапазоне 10–10⁶ Hz при температурах 413–673 К выясняются закономерности вхождения Nb, Y, La, Gd, F в матрицу PWO. При интерпретации результатов предполагается образование дипольных комплексов типа примесный ион-вакансия свинца. Сложные вакансионные дипольные комплексы в кристаллах PWO рассматриваются в работе [11], где для этого привлекаются частотные зависимости диэлектрических потерь. Температурные зависимости диэлектрических характеристик CuWO_4 , подвергавшегося термообработкам в различных режимах, получены в [12]. Диэлектрическая проницаемость

и диэлектрические потери на частоте 1 кГц ряда поликристаллических вольфраматов приведены в [13].

В настоящей работе с целью изучения диэлектрических свойств кристаллов PWO в области 290–550 К рассматриваются экспериментальные температурные и изотермические зависимости диэлектрической проницаемости ϵ при переходе образцов в квазиравновесное состояние в последнем случае.

1. Методика эксперимента

Изучались нелегированные кристаллы PWO, полученные методом Чохральского. Образцы для измерений в форме плоскопараллельных пластин размером $10 \times 10 \times 0.4$ mm вырезались перпендикулярно оси роста [001]. На полированные и очищенные поверхности образцов наносились электроды из аквадага. В экспериментах использовалась кварцевая термостатированная (не хуже ± 1 К) измерительная ячейка. Значения ϵ рассчитывались в предположении малости краевых эффектов в приближении плоского конденсатора по известному соотношению [14]

$$\epsilon = Cd/\epsilon_0 S, \quad (1)$$

где C — измеренная емкость образца, d и S — его толщина и площадь, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная. Емкость образца регистрировалась при помощи измерителя CLR E7-13 (рабочая частота 1 кГц). Среднеквадратичное значение падения напряжения на измеряемом объекте не превышало 0.2 В. Для корректности результатов учитывалась поправка на емкость подсоединяющей системы. Остальные детали экспериментов не отличались от описанных ранее в [15]. Температура определялась с помощью стандартной термопары хромель-алюмель.

Измерения осуществлялись в режиме линейного нагревания или охлаждения со скоростью изменения температуры 0.1 K/s в интервале $290\text{--}550 \text{ K}$. Переход образца в квазиравновесное состояние при комнатной температуре после высокотемпературного нагревания контролировался через определенные промежутки времени t путем измерения его емкости. Для установления закономерностей влияния предварительного возбуждения во внешнем постоянном электрическом поле на кристалл подавалось постоянное напряжение (до 50 V) в течение $t_p = 5\text{--}15 \text{ min}$ при различных фиксированных значениях температуры T_p выдержки образца в поле. При помощи стандартного пакета программ Origin осуществлялись обработка экспериментальных данных и разложение на гауссианы сложных максимумов исследованных кривых.

2. Результаты эксперимента

Температурные зависимости диэлектрической проницаемости кристаллов PbWO_4 при различных максимальных температурах нагревания T_h образца в каждом опыте показаны на рис. 1, *a–d*. Кривые приведены как для режима нагревания, так и для режима охлаждения в рамках одного или нескольких последовательных циклов нагревание–охлаждение. Температура T_h выбиралась с учетом ранее проведенных исследований токов термостимулированной деполяризации тех же образцов [2–4]. Как было показано методом термодеполяризации, в областях температур $290\text{--}350 \text{ K}$ (*A*), $350\text{--}380 \text{ K}$ (*B*), $400\text{--}600 \text{ K}$ (*C*) при определенных условиях фиксируются серии максимумов токов деполяризации. Предполагалось, что они связаны с поляризацией дипольной природы (области *A*, *B*) и формированием объемных зарядов в образце равновесными носителями (область *C*) [2–4].

Из рис. 1 видно, что в областях *A*, *B* эффекты поляризации существенно влияют на кривые $\varepsilon(T)$. В области $400\text{--}520 \text{ K}$ наблюдается обычный ход зависимости $\varepsilon(T)$ (кривая 1 на рис. 1, *d*). Нелинейное увеличение ε при высоких температурах вызвано ростом проводимости по экспоненциальному закону с энергиями активации $0.7\text{--}0.9 \text{ eV}$ [2–4] в соответствующих температурных интервалах. В режиме нагревания на кривых $\varepsilon(T)$ (кривая 3 на рис. 1, *a* и кривые 1 на рис. 1, *c*, *d*) в области $290\text{--}400 \text{ K}$ наблюдаются близкорасположенные сложные максимумы, сгруппированные в двух нешироких температурных областях ($290\text{--}330 \text{ K}$ и $330\text{--}400 \text{ K}$).

При нагревании и охлаждении вид кривых $\varepsilon(T)$ различается. Температурный гистерезис проявляется при $T_h \geq 400 \text{ K}$, где значения ε при нагревании выше, чем при охлаждении. Максимумы на кривой $\varepsilon(T)$ в режиме охлаждения не наблюдаются. В повторных экспериментах независимо от T_h или выдержки образца при нормальных условиях до измерений нелинейный характер кривых $\varepsilon(T)$ при нагревании сохраняется. При $T_h \geq 400 \text{ K}$ (кривые на рис. 1, *a*, *b*) значения ε для одних и тех же температур больше при охлаждении, чем при нагревании образца.

При комнатной температуре значения ε обычно лежат в пределах $25\text{--}30$. Эти значения согласуются с данными для PbWO_4 , полученными авторами [7,16]. Для установления квазиравновесных значений ε после высокотемпературного

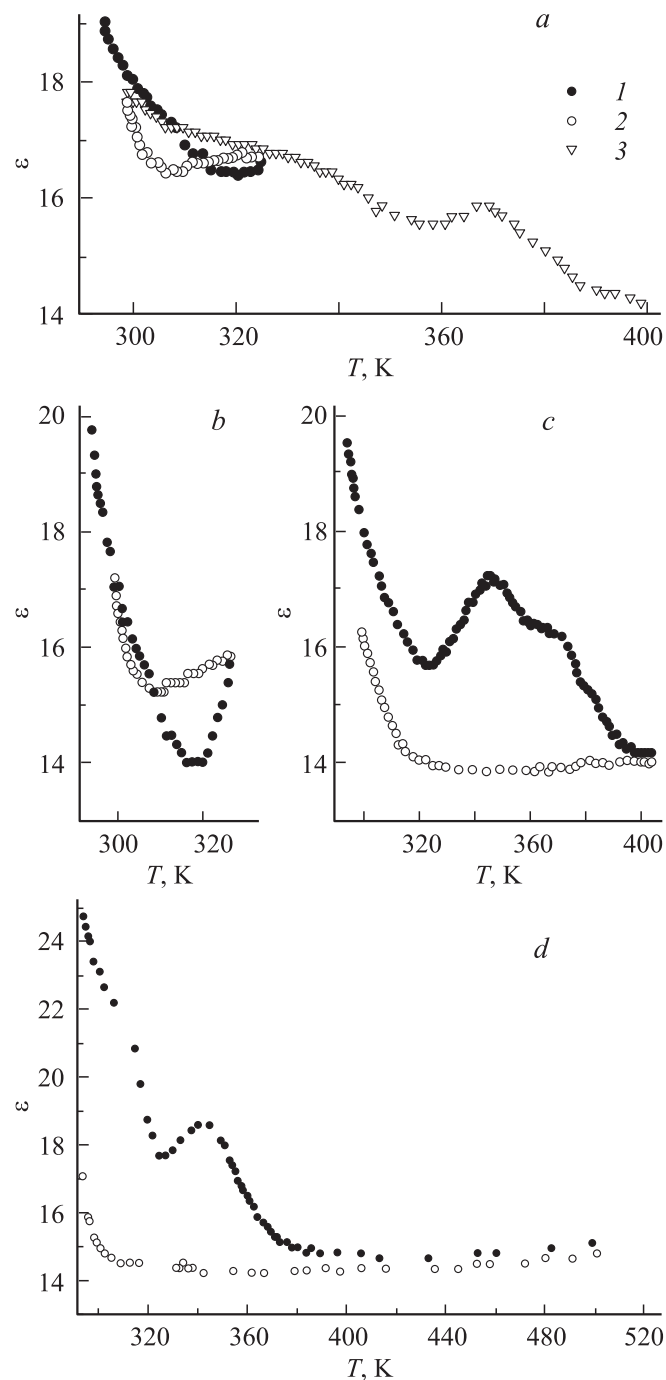


Рис. 1. Общий вид температурной зависимости диэлектрической проницаемости кристаллов PbWO_4 в режиме нагревания (1) и охлаждения (2) при различных максимальных температурах T_h измерений в рамках одного цикла нагревание–охлаждение. 3 — нагревание образца после первого цикла измерений (1–2). T_h , К: *a* — 325, *b* — 335, *c* — 405, *d* — 515. Измерения в каждом цикле (*a–d*) проведены после выдержки образца в нормальных условиях не менее 24 ч.

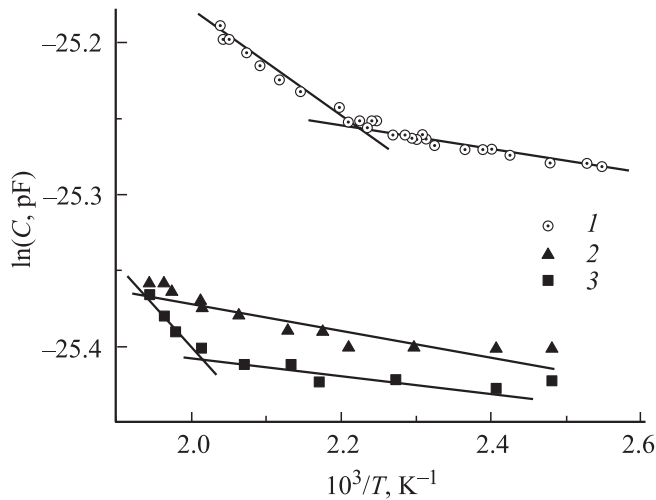


Рис. 2. Зависимости емкости от обратной температуры в случае нагревания поляризованного ($T_p = 500$ К, $t_p = 5$ min) образца PbWO_4 (1), нагревания (2) и охлаждения (3) неполяризованного образца.

пературного нагрева необходима выдержка образца в нормальных условиях в течение приблизительно 24 h. За это же время устанавливается исходная проводимость кристалла [4].

При нагревании в области 400–470 К функция $\varepsilon(T)$ линейна и ее можно аппроксимировать зависимостью вида

$$\varepsilon = 10.72 + 1.67 \cdot 10^{-3} T. \quad (2)$$

При охлаждении в области 470–320 К ε зависит от T также линейно:

$$\varepsilon = 10.71 + 9.07 \cdot 10^{-4} T. \quad (3)$$

В области температур $T > 470$ К происходит отклонение экспериментальной кривой $\varepsilon(T)$ от линейной зависимости. Такое отклонение наблюдается практически во всех материалах (см., например, [12,13,16,17]). Авторы [12] аппроксимируют высокотемпературный участок кривой $\varepsilon(T)$ экспоненциальной зависимостью, в [17] нелинейный участок изменения ε с температурой подчиняется квадратичному закону. В нашем случае при нагревании лучшее совпадение экспериментальной кривой $\varepsilon(T)$ с расчетной в области 470–550 К было получено при использовании экспоненциальной функции вида

$$\varepsilon \cong 29.87 \exp(-\Delta H/kT), \quad (4)$$

где k — постоянная Больцмана. При охлаждении предэкспоненциальный множитель в (4) равнялся ~ 28.70 . Таким образом, в координатах $\ln C - T^{-1}$ экспериментальную кривую $C(T)$ при $T > 470$ К можно аппроксимировать одним или двумя отрезками прямых (рис. 2), угол наклона которых определяет энергию активации ΔH . В случае нагревания при $T > 400$ К энергия активации составляет ~ 0.014 eV, при охлаждении в области $T > 500$ К — ~ 0.033 eV, а в области $T < 500$ К — ~ 0.011 eV.

Результаты исследований влияния внешнего постоянного электрического поля на зависимость $\varepsilon(T)$ РВО приведены на рис. 3 (кривые 1, 2). Для сравнения там же показаны кривые 3, 4 для неполяризованного образца. В момент выключения поля при 290 К наблюдались быстрые релаксационные процессы уменьшения C со временем. Измерение $C(T)$ проводилось после прекращения этих явлений. В области 290–430 К, как показывают эксперименты, на кривой $\varepsilon(T)$ в случае поляризованных образцов наблюдается несколько максимумов (I–V при 305, 314, 332, 362 и 400 К соответственно; кривые 1, 2 на рис. 3). Максимумы I–III в районе 320 К формируют доминирующий неширокий пик. При первом измерении в режиме нагрева он в несколько раз интенсивнее этого пика в случае неполяризованного образца. Интенсивности пиков I–IV убывают после нескольких циклов нагревание–охлаждение и свободной релаксации образца при нормальных условиях в течение 4–5 суток. Поляризованный при температуре $T_p = 300$ К и непрогретый образец сохраняет при комнатной температуре высокие значения $\varepsilon = 150$ –200 длительное время. Возрастание емкости поляризованных образцов при $T > 400$ К в координатах $\ln C - T^{-1}$ можно аппроксимировать двумя отрезками прямых с точкой излома $T = 450$ К (кривая 1 на рис. 2). Значения энергий активации при этом также низкие и составляют 0.008 eV при $400 < T < 450$ К и 0.027 eV при $T > 450$ К.

Неинтенсивный размытый максимум V на зависимости $\varepsilon(T)$ (кривая 2 на вставке к рис. 3) наблюдается только в случае образцов, поляризованных при $T_p = 400$ –500 К. Интенсивности пиков I–III в этом случае незначительны. В области $T \geq 420$ К для неполяризованных образцов значения ε медленно возрастают с увеличением T . Поляризация образца приводит (см. вставку на рис. 3) к более быстрому увеличению ε в пределах 400–550 К по сравнению с неполяризованным образцом.

Неполяризованный образец после одного-двух циклов нагревания до $T > 400$ К и охлаждения до комнатной температуры возвращается в квазиравновесное состояние с восстановлением значения ε . Кинетика перехода образца в исходное состояние показана на рис. 4. Результаты измерений представлены в координатах $\ln[\Delta C/(C_\infty - C)] - t$, где $\Delta C = C_\infty - C_0$ — емкость, на величину которой изменяется начальная (стартовая) емкость C_0 при достижении образцом квазистационарного значения и установления емкости C_∞ при $T \rightarrow \infty$. В момент времени $t = 0$ емкость образца $C = C_0$. Для описания изменения емкости со временем использовалось соотношение

$$C = C_0 + \Delta C(1 - e^{-t/\tau}).$$

Здесь τ — постоянная времени в модели однородного электронейтрального диэлектрика с глубокими энергетическими уровнями [18]. В случае нескольких экспоненциальных релаксационных процессов на кривой $\ln[\Delta C/(C_\infty - C)] = f(t)$ будет наблюдаться несколько линейных участков, по тангенсу угла наклона которых

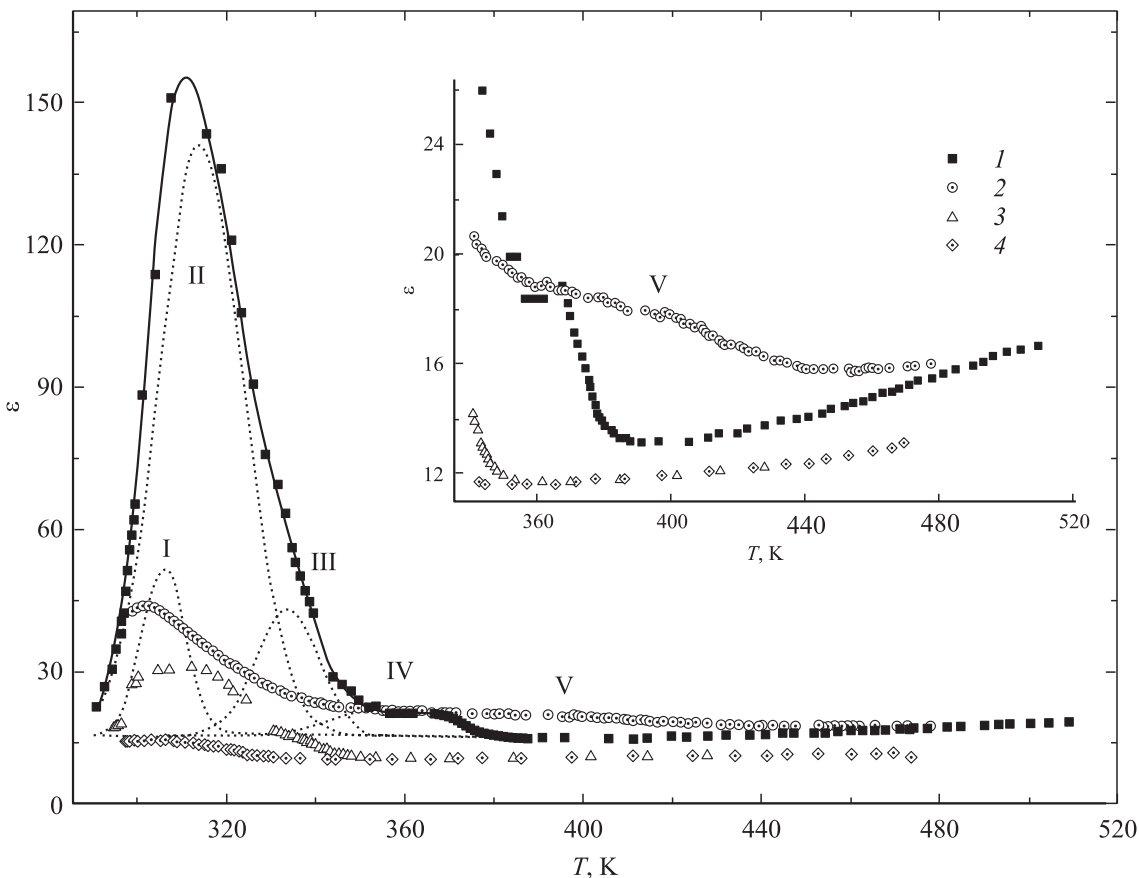


Рис. 3. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости предварительно поляризованного ($T_p = 300$ К, $t_p = 10$ min) кристалла $PbWO_4$ (1) и того же образца при последующем ($T_p = 500$ К, $t_p = 5$ min) нагревании (2). 3, 4 — измерения для неполяризованного образца в двух последовательных циклах нагревания соответственно. Пунктиром показаны элементарные составляющие (I–IV), полученные при разложении кривой 1 на гауссианы. Точки — эксперимент, сплошная линия — сумма составляющих (I–IV). На вставке выделены зависимости $\epsilon(T)$ в области высокотемпературного плеча V.

определяются соответствующие значения τ . Как видно из рис. 4 (кривая 1), зависимость $C(t)$ в координатах $\ln[\Delta C / (C_\infty - C)] - t$ содержит, как минимум, два отрезка прямых (I и II) с небольшой переходной областью между ними. На заключительной стадии наблюдаются релаксационные процессы с большими τ (рис. 4). При $t \rightarrow 24$ h устанавливается квазиравновесие и кривая $C(t)$ принимает вид прямой, параллельной оси t . Соответствующие постоянные времени для первой и второй компонент кинетики восстановления значений C на начальной стадии релаксации (кривая 1 на рис. 4) составляют $\tau_1 = 4.3$ h и $\tau_2 = 6.8$ h.

Многочисленные циклы нагревание–охлаждение вызывают необратимые процессы в образце, равносильные его отжигу при повышенных температурах. Это приводит к уменьшению значений ϵ при 290 К и в целом к сокращению длительности релаксационного процесса в образце. Быстрая компонента при этом устраняется. На графике $C(t)$ восстановительной релаксации (кривые 2, 3 на рис. 4) в случае образца, испытывавшего многочисленные циклы нагревание–охлаждение, доминирует один прямолинейный участок. Постоянные времена ~ 6.9 и ~ 24.5 h соответствуют кривым 2 и 3 на рис. 4.

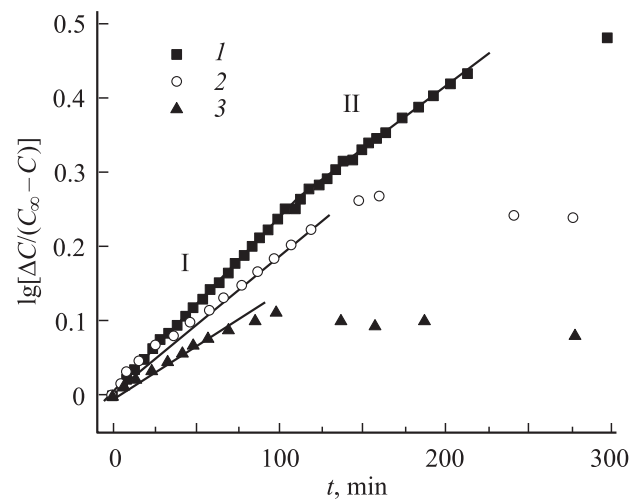
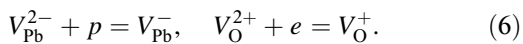


Рис. 4. Релаксация емкости образца $PbWO_4$ при 290 К. 1 — после первого нагревания до 550 К, 2 — после трех-четырех последующих измерений $\epsilon(T)$ в области 290–550 К, 3 — после многочисленных циклов нагревание–охлаждение того же образца.

3. Обсуждение результатов

Как показали результаты измерений, исследованные образцы PWO после охлаждения со скоростями $\sim 0.1 \text{ K/s}$ от повышенных ($T > 500 \text{ K}$) до комнатных температур могут длительное время находиться в неравновесном состоянии. Эта особенность кристаллов обуславливает гистерезисные явления (рис. 1), которые, как известно [19], объясняются эффектами „асимметрии“ температурной эволюции электрически активных дефектов при нагревании и охлаждении. Так, энергия диссоциации сложных нейтральных комплексов дефектов может отличаться от энергии их ассоциации. Поэтому даже при небольших скоростях охлаждения кристалл не успевает достигать квазиравновесия (начальное состояние дефектов): исходные концентрации комплексов дефектов сразу не восстанавливаются и возвращение образца в равновесное состояние требует длительной выдержки при комнатной температуре. Указанные процессы имеют место в случае доминирования дефектов по Шоттки [19,20]. В PWO как в типичной системе с отклонением от стехиометрии ими обычно являются двухзарядные вакансии свинца V_{Pb}^{2-} и кислорода V_{O}^{2+} . Минимизация энергии и электростатическое взаимодействие между V_{O}^{2+} и V_{Pb}^{2-} обуславливают образование нейтральных ассоциатов таких вакансий — бивакансий (диполонов). Последние служат основой для образования более сложных дипольных комплексов дефектов с локализованными электронами (дырками) на вакансиях кислорода (свинца). Локализация дырок (p) на вакансиях V_{Pb}^{2-} и захват электронов (e) вакансиями V_{O}^{2+} ослабляет электростатическое взаимодействие между составляющими диполонов и может приводить к разрыву связи. Следовательно, в кристалле могут существовать центры, процессы образования которых можно упрощенно записать в виде



Электрически нейтральные ассоциаты $V_{\text{Pb}}^{2-} + 2p$ и $V_{\text{O}}^{2+} + 2e$ при температурах экспериментов с энергетической точки зрения мало вероятны. Соотношения между концентрациями пар вакансий (диполонов), изолированных вакансий, заряженных центров типа (6) и ассоциатов ($V_{\text{Pb}}^{-} + V_{\text{O}}^{+}$) с нулевым эффективным зарядом определяются условием электронейтральности и полнотой протекания соответствующих квазихимических реакций. Предполагается, что концентрация неконтролируемых примесей незначительна.

Указанные схемы доминирующего разупорядочения в кристаллах PWO позволяют также непротиворечиво рассматривать электропроводность и термодеполяризационные токи [2–4]. Такие же модели дефектов обосновываются в работах по исследованию PWO другими методами, в частности оптическими [21,22], ЭПР [23], а также с помощью теоретических расчетов [24].

Изменение зарядового состояния ассоциатов дефектов при изменении температуры кристалла в условиях приложенного поля сопровождается прыжковым перемещением дырок (электронов) с одного дефектного узла на

другой. Это процесс равнозначен изменению ориентационного состояния и/или дипольного момента ассоциата, что вносит дополнительный вклад в зависимость $\epsilon(T)$ за счет дипольной поляризации. В твердых телах поляризационные и другие дипольные эффекты при прыжковом электропереносе по дефектным узлам решетки довольно распространены [25]. Так, указанные процессы определяют особенности диэлектрических свойств сложных оксидов, исследованных в [12,26]. Значительный рост ϵ при повышении температуры и максимумы на кривой $\epsilon(T)$, связанные с такими явлениями, наблюдались в полупроводниковых материалах [27,28]. Локализация неравновесных носителей заряда на вакансионных дипольных ассоциатах в монокристаллах гадолиний-галлиевого граната [29] вызывает фотоиндуцированную переориентацию таких диполей при освещении неполяризованным светом при $T_p = 80 \text{ K}$ и обуславливает дипольную поляризацию (пики тока термодеполяризации при ~ 320 и $\sim 450 \text{ K}$).

Обсуждаемый прыжковый механизм перезарядки центров может быть вызван ионизирующим облучением [22,23] и, по-видимому, обуславливает термовысвечивание, что экспериментально исследовалось, например, в [21,23]. Отметим, что число максимумов термовысвечивания, их температурное положение, полуширины и относительные интенсивности близки к аналогичным параметрам максимумов термодеполяризации (область 290–470 K) [2–4], а также максимумов кривых $\epsilon(T)$, исследованных в настоящей работе.

Таким образом, в температурном интервале 290–550 K можно выделить три участка (290–380 K, 400–470 K и 470–550 K), в которых изменения ϵ (или C) кристаллов PWO определяются доминированием различных составляющих в температурной и/или изотермической эволюции ионно-электронных процессов. Слабая зависимость $\epsilon(T)$ кристаллов PWO в области 400–470 K, подчиняющаяся линейному закону (2) или (3) при нагревании или охлаждении соответственно, свидетельствует о преимущественно электронной поляризации, характерные времена которой находятся в пределах 10^{-15} – 10^{-13} s. Такой тип зависимости $\epsilon(T)$ реализуется на фоне незначительного вклада в значения ϵ , обусловленного слабым ростом проводимости кристалла. Только при $T > 470 \text{ K}$ наблюдался [2–4] существенный рост электропроводности PWO. Различие хода кривых $\epsilon(T)$ при нагревании и охлаждении в области 400–470 K минимально (рис. 1–3).

В области 290–380 K, как показывают эксперименты, на температурные изменения зависимости $\epsilon(T)$ сильно влияют эффекты релаксационной поляризации, вызванной прыжковым перемещением носителей заряда и возможными реориентацией и ассоциацией-диссоциацией дипольных образований комплексов дефектов кристаллической решетки PWO. При $T > 470 \text{ K}$ с возрастанием проводимости закон увеличения ϵ близок к экспоненциальному с малыми энергиями активации (~ 0.010 – 0.033 eV).

Высокие значения ϵ кристаллов PWO при комнатной температуре, как можно предположить, в значительной

мере определяются собственными электрически активными дефектами структуры — вакансиями и ассоциатами, которые включают такие вакансии. Термическая стимуляция кристалла обуславливает прыжковый обмен зарядами между дефектами структуры, что вызывает рост ϵ при $T < 400$ К. Также на температурную зависимость диэлектрической проницаемости влияют термополяризации и повышенные температуры (отжиг при $T > 500$ К). При этом, нагревая образцы на воздухе, можно изменять склонность кристаллов PWO к длительной релаксации при комнатной температуре после высокотемпературной обработки — уменьшать время релаксации процесса восстановления квазиравновесных значений ϵ . Нагревание кристаллов PWO до повышенных температур содействует диссоциации дипольных образований точечных дефектов, обеспечивает увеличение концентрации свободных вакансий. Последние мигрируют к дислокациям или другим нарушениям регулярного строения кристалла, закрепляются на них и перестают принимать участие в активных процессах. Это определяет, в частности, необратимые изменения в образцах.

Список литературы

- [1] M. Nikl. Phys. Stat. Sol. (a) **178**, 2, 595 (2000).
- [2] В.Н. Шевчук, И.В. Каюн. ФТТ **45**, 10, 1807 (2003).
- [3] V.N. Shevchuk, I.V. Kayun. Functional Mater. **10**, 2, 229 (2003).
- [4] В.Н. Шевчук, И.В. Каюн. Вісн. Львів. ун-ту. Сер. физ. **35**, 60 (2002).
- [5] J.A. Groenink, H. Binsma. J. Sol. Stat. Chem. **29**, 2, 227 (1979).
- [6] B. Han, X. Feng, G. Hu, P. Wang, Z. Yin. J. Appl. Phys. **84**, 5, 2831 (1998).
- [7] H. Huang, W. Li, X. Feng, P. Wang. Phys. Stat. Sol. (a) **187**, 2, 563 (2001).
- [8] W.-S. Li, T.-B. Tang, H.-W. Huang, X.-Q. Feng. Jpn. J. Appl. Phys. **40**, 12, P. 1, 6893 (2001).
- [9] H.-W. Huang, Z.-G. Ye, M. Dong, W.-L. Zhu, X.-Q. Feng. Jpn. J. Appl. Phys. **41**, 6B, P. 2, L 713 (2002).
- [10] H.-W. Huang, X. Feng, T.-B. Tang, M. Dong, Z.-G. Ye. Phys. Stat. Sol. (a) **196**, 2, R 7 (2003).
- [11] W. Li, T.-B. Tang, X. Feng. J. Appl. Phys. **87**, 11, 7692 (2000).
- [12] S.K. Arora, T. Mathew. Phys. Stat. Sol. (a) **116**, 1, 405 (1989).
- [13] О.В. Иванов, А.П. Находнова, В.Н. Кривобок. ЖНХ **27**, 3, 587 (1982).
- [14] А.А. Потапов. Диэлектрический метод исследования вещества. Изд-во Иркут. ун-та, Иркутск (1990). 256 с.
- [15] А.Е. Носенко, В.Н. Шевчук. ФТТ **39**, 5, 871 (1997).
- [16] М.В. Мохосоев, Ж.Г. Базарова. Сложные оксиды молибдена и вольфрама с элементами I–IV групп. Наука, М. (1990). 256 с.
- [17] Y.R. Reddy, L. Sirdeshmukh. Phys. Stat. Sol. (a) **103**, 2, K 157 (1987).
- [18] Ж. Бургуэн, М. Ланно. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. Мир, М. (1985). 304 с.
- [19] А. Лидьярд. Ионная проводимость кристаллов. ИЛ, М. (1963). 222 с.
- [20] Е.А. Укше, Н.Г. Букун. Твердые электролиты. Наука, М. (1977). 176 с.
- [21] M. Nikl, K. Nitsch, S. Baccaro, A. Cecilia, M. Montecchi, B. Borgia, Dafinei. I., M. Diemoz, M. Martini, E. Rosetta, G. Spinolo, A. Vedda, M. Kobayashi, M. Ishii, Y. Usuki, O. Yarolimek, P. Reiche. J. Appl. Phys. **82**, 11, 5758 (1997).
- [22] Q. Zhang, T. Liu, J. Chen, X. Feng. Phys. Rev. B **68**, 064 101 (2003).
- [23] V.V. Laguta, M. Martini, A. Vedda, E. Rosetta, M. Nikl, E. Mihokova, J. Rosa, Y. Usuki. Phys. Rev. B **67**, 205 102 (2003).
- [24] Y.B. Abraham, A.W. Holzwarth, R.T. Williams, G.E. Matthews, A.R. Tackett. Phys. Rev. B **64**, 245 109 (2001).
- [25] A.K. Jonscher. Universal relaxation law. Dielectric relaxation in solids. Chelsea Dielectric Press, London (1996). 415 p.
- [26] Т.В. Панченко, Л.М. Карпова, В.М. Дуда. ФТТ **42**, 4, 671 (2000).
- [27] П.В. Жуковский, Я. Партыка, П. Венгерэк, Ю. Шостак, Ю. Сидоренко, А. Родзик. ФТП **34**, 10, 1174 (2000).
- [28] Л.Е. Сошников, В.М. Трухан, С.Ф. Маренкин. Неорган. материалы **39**, 4, 395 (2003).
- [29] А.Е. Носенко, V.N. Shevchuk. Rad. Eff. Def. Sol. **134**, 1–4, 251 (1995).