

МАТЕРИАЛЫ КОНФЕРЕНЦИИ
ПО ФИЗИЧЕСКОЙ ХИМИИ (ЧЕРНОГОЛОВКА)

УДК 547.73'148.2'112.1:548.75

ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АНИЗОТРОПИИ В ОРГАНИЧЕСКИХ
ПРОВОДНИКАХ $D_4[MBr_4](Solvent)$

© 2020 г. Е. И. Жилыева^{a,*}, Н. В. Дричко^b, Г. В. Шилов^a, А. М. Флакина^a,
С. А. Торунова^a, Р. Н. Любовская^a

^a Российская академия наук, Институт проблем химической физики, Черноголовка, Московская обл., Россия

^b Университет Дж. Хопкинса, Балтимор, США

* e-mail: zhilya@icp.ac.ru

Поступила в редакцию 17.07.2019 г.

После доработки 17.07.2019 г.

Принята к публикации 17.09.2019 г.

Изучены поляризованные спектры отражения и спектры оптической проводимости слоистых органических проводников $D_4[MBr_4](Solvent)$: θ -(BEDT-TTF)₄HgBr₄(DCB), θ -(BEDT-TTF)₄CdBr₄(DBB), θ -(d₈-BEDT-TTF)₄CdBr₄(DBB) и θ -(BETS)₄CdBr₄(PhBr) (DCB и DBB = *o*-дихлор- и *o*-дибром-бензолы, BEDT-TTF и BETS – бис(этилендитио)тетрагидро- и бис(этилендитио)тетраселена-фульвалены). Соседние проводящие слои этих соединений различаются направлением стопок катион-радикалов (направления стопок взаимно перпендикулярны). Показано, что эти проводники характеризуются высокой изотропией электронной системы в проводящей плоскости и квазидвумерным характером электронной проводимости, что хорошо согласуется с кристаллической структурой.

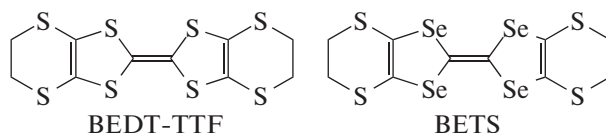
Ключевые слова: молекулярные проводники, катион-радикальные соли, электропроводность, поляризованные спектры отражения, оптическая проводимость

DOI: 10.31857/S0044453720050313

Известно, что органические проводники на основе катион-радикальных солей при понижении температуры проявляют металлические свойства или подвергаются фазовым переходам в сверхпроводящее или диэлектрическое состояние [1, 2]. Как правило, слоистые органические проводники на основе катион-радикальных солей построены из проводящих слоев с одинаковым направлением стопок катион-радикалов во всех слоях [1]. С этим обычно связана наблюдаемая в плоскости слоев анизотропия проводимости и других свойств электронной системы.

Однако среди катион-радикальных солей со стопочной структурой проводящего слоя известно несколько соединений, для которых направления стопок в соседних проводящих слоях отличаются. К этому типу соединений относятся полученные нами ранее органические проводники с различно ориентированными проводящими слоями [3] (EDT-TTF)₃Hg₂Br₆ и (TMBEDT-TTF)₅Hg(SCN)_{4-x}I_x ($x \sim 0.35$) (EDT-TTF и TMBEDT-TTF = этилендитио- и тетраметил(бисэтилендитио)-тетрагидрофульвалены). Они характеризуются квазидвумерным характером электронного движения, продольная и поперечная проводимости этих соединений носят полупроводниковый характер. Недавно нами

синтезировано новое семейство органических проводников [4] общей формулы θ -(D)₄MBr₄(Solvent), D = BEDT-TTF, BETS; M = Hg, Cd, Co, Zn, Mn; Solvent = C₆H_{6-n}X_n [4–6] или *o*-XC₆H₄CH₃ [7], X = Cl, Br, в которых соседние проводящие слои отличаются направлением стопок. Особенностью этих соединений является разный характер температурной зависимости проводимости в кристалле: металлический в проводящих слоях и полупроводниковый перпендикулярно этим слоям [4]. При понижении температуры строение соседних проводящих слоев в таких проводниках становится различным, что позволило назвать их двухслойными квазидвумерными органическими проводниками [4]. Исследование таких электропроводящих катион-радикальных солей важно для понимания свойств соединений и природы электронных явлений в органических проводниках



Существенную информацию о состоянии электронной системы в электропроводящих органических катион-радикальных солях дает изучение поляризованных спектров отражения. В таких спектрах наблюдается высокое отражение в низкочастотной области с плазменным краем, характерное для металлов, а также проявляются эффекты, связанные с взаимодействием внутримолекулярных колебаний с электронами проводимости [8–10].

В настоящей работе изучены поляризованные спектры отражения и спектры оптической проводимости органических проводников θ -(BEDT-TTF)₄HgBr₄(DCB) (**1**), θ -(BEDT-TTF)₄CdBr₄(DBB) (**2**), θ -(d₈-BEDT-TTF)₄CdBr₄(DBB) (**3**), θ -(BETS)₄CdBr₄(PhBr) (**4**) [DCB = 1,2-C₆H₄Cl₂, DBB = 1,2-C₆H₄Br₂] в спектральной области 700–5500 см⁻¹ при комнатной температуре и рассмотрена их взаимосвязь с кристаллической структурой.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Соединения **1**, **2**, **4** синтезированы описанным нами ранее методом [11–13], **3** получено электрохимическим окислением d₈-BEDT-TTF (6 мг, 0.015 ммоль) в 13 мл 1,2-C₆H₄Br₂, содержащего 8% EtOH, при температуре 23°C и силе тока 0.2 мкА. В качестве электролита использован [Ph₄P]₂CdBr₄ (34 мг, 0.03 ммоль). Кристаллы, образовавшиеся в течение трех недель, промывали ацетоном, сушили на воздухе. Состав установлен рентгено-спектральным микроанализом.

Кристаллы **1–4** представляют собой прямоугольные или треугольные пластинки с гладкими зеркальными поверхностями с размером примерно 1 × 1.2 × 0.05 мм. Проводящие слои молекул BEDT-TTF или BETS в кристаллах **1–4** ориентированы параллельно наиболее развитой грани *ab*.

Поляризованные спектры отражения измерялись на фурье-спектрометре FT-IR Perkin-Elmer 1725X, оснащенный инфракрасным микроскопом, с эффективным диаметром светового пучка 100 мкм. Разрешение – 4 см⁻¹, “golden wire” – поляризатор. Поляризованные спектры отражения при нормальном падении света на наиболее развитую грань кристалла измерены в интервале частот 700–5500 см⁻¹ при комнатной температуре. Спектры отражения **1–3** измерены в поляризациях, при которых электрический вектор световой волны *E* направлен вдоль длинного ребра прямоугольного кристалла (*E*||*a*) и под углом 90° к длинному ребру этого кристалла (*E*⊥*a*), что соответствует направлениям стопок BEDT-TTF в соседних слоях. Спектры отражения кристалла соединения **4**, имеющего форму прямоугольного треугольника, измерены в поляризациях, при которых *E* направлен вдоль гипотенузы и под углом ~105° к ней, при этом достигалась максимальная

анизотропия спектров. Форма кристалла и направления, вдоль которых снимались спектры **4**, показаны ниже. Точность установки кристалла в поле световой волны составляла 7–10°. Спектры оптической проводимости вычислены из спектров отражения с помощью преобразования Крамера–Кронига.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Монокристаллы соединений **1**, **2**, **4** выращены по известным методикам [11, 12], соединение **3** получено впервые. При комнатной температуре все эти соединения изоструктурны и принадлежат к тетрагональной сингонии [11, 12]. Согласно принятой структурной классификации органических проводников на основе ион-радикальных солей, они относятся к θ -фазам [14] и характеризуются присутствием в проводящих слоях катион-радикальных стопок двух видов, А и В, построенных, соответственно, из независимых катион-радикалов А и В. В структурах **1–4** проводящие слои θ -типа, состоящие из катион-радикалов BEDT-TTF [11] или BETS [12], параллельны плоскости *ab* и разделены слоями из анионов [MBr₄]²⁻ и молекул растворителя. От обычных θ -фаз структуры **1–4** отличаются тем, что каждый последующий слой повернут относительно предыдущего на 90°. В элементарной ячейке **1–4** содержится четыре проводящих слоя, I, II, III и IV (рис. 1). В первом слое стопки направлены вдоль оси *a*, во втором – вдоль оси *b* (перпендикулярной *a*), в третьем слое – в направлении $-a$ и в четвертом – в направлении $-b$. Таким образом, в соседних проводящих слоях направления стопок ортогональны и соединения **1–4** представляют собой проводники с различно ориентированными слоями.

В отдельно взятом проводящем слое соединений **1–4** стопки А и В различаются расстояниями между усредненными плоскостями катион-радикалов (~0.3 Å) и углом наклона катион-радикалов к оси стопки. В стопках обоих типов отсутствуют укороченные контакты халькоген...халькоген (S...S или Se...Se), тогда как между катион-радикалами из соседних стопок наблюдается большое число укороченных боковых контактов S...S или S...Se. Двугранный угол между катион-радикалами А и В составляет 104(1)° для **1–3** [11] и 105.1° для **4** [12]. При комнатной температуре **1–4** изоструктурны соединению θ -(BETS)₄HgBr₄(PhCl). Ранее для этого соединения выполнены расчеты межмолекулярных интегралов перекрытия ВЗМО [15] вдоль стопок и между стопками в направлении боковых контактов. Показано, что интегралы перекрытия ВЗМО для единичного проводящего слоя варьируют в интервале (12.8–4.0) × 10⁻³ в зависимости от направления в слое,

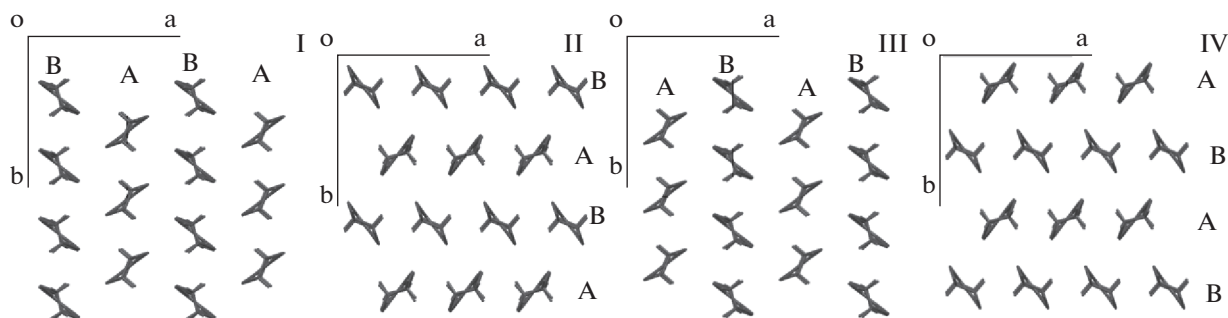


Рис. 1. Расположение катион-радикальных стопок в последовательно чередующихся проводящих слоях I, II, III, IV соединений 1–4. Показана проекция вдоль длинной оси молекулы BEDT-TTF.

что предполагает квазидвумерный характер электронной структуры, с небольшой анизотропией. Интегралы перекрытия в стопках выше, чем между стопками, а интегралы перекрытия в направлении боковых контактов, параллельных катион-радикалам В, выше интегралов перекрытия в направлении боковых контактов, параллельных катион-радикалам А [15]. Параметры кристаллической решетки соединения θ -(BETS)₄CdBr₄(PhBr) (4) и соединения θ -(BETS)₄HgBr₄(PhCl) близки ($a = 9.764$, $c = 76.03$ Å [12] и $a = 9.774$, $c = 75.73$ Å [15] соответственно), и для 4 можно ожидать близких значений интегралов перекрытия. Квазидвумерный характер металлической электронной системы внутри каждого проводящего слоя изоструктурных соединений 1–3 на основе BEDT-TTF был показан экспериментально [11, 16].

Электропроводность соединений 1–4 при комнатной температуре, измеренная вдоль проводящих слоев, равна 20, 15, 10 и 50 См·см⁻¹ для 1, 2, 3 и 4, соответственно, между слоями электропроводность составляет $(2-5) \times 10^{-3}$ См·см⁻¹. На рис. 2 показана температурная зависимость электрического сопротивления соединения 3 вдоль проводящих слоев и между слоями. При понижении температуры сопротивление 3, измеренное вдоль слоев, носит металлический характер до ~30 К, между слоями сопротивление имеет полупроводниковый характер. Аналогичное различие в поведении продольного и межслоевого сопротивления наблюдалось [11, 12] для 1, 2 и 4, причем в 1 и 4 металлический характер сопротивления вдоль слоев сохраняется вплоть до 4.2 К.

Поляризованные спектры отражения $R(\nu)$ соединений 1–4 в интервале частот 700–5500 см⁻¹ представлены на рис. 3. Спектры отражения соединений 1–3 измерены от наиболее развитой проводящей грани кристалла в поляризациях, при которых электрический вектор световой волны **E** параллелен кристаллографическим осям *a* и *b*. В силу особенностей кристаллической структу-

ры обсуждаемых проводников, для каждой из этих поляризаций электрический вектор световой волны **E** параллелен направлению стопок в половине проводящих слоев и перпендикулярен стопкам другой половине слоев (см. рис. 1).

В случае соединения 4 поляризованные спектры отражения измерены в поляризациях, при которых электрический вектор световой волны **E** параллелен диагонали (*a*–*b*) и направлен под углом ~105° к ней, что соответствует направлениям укороченных расстояний между катион-радикалами из соседних стопок. Когда **E** || (*a*–*b*), то в слоях I и III вектор **E** параллелен боковым контактам катион-радикала А, а в слоях II и IV отклоняется на угол 15° от направления боковых контактов В. Когда **E** образует угол ~105° с диагональю (*a*–*b*), то в слоях I и III вектор **E** параллелен направлению боковых контактов катион-радикала В, а в

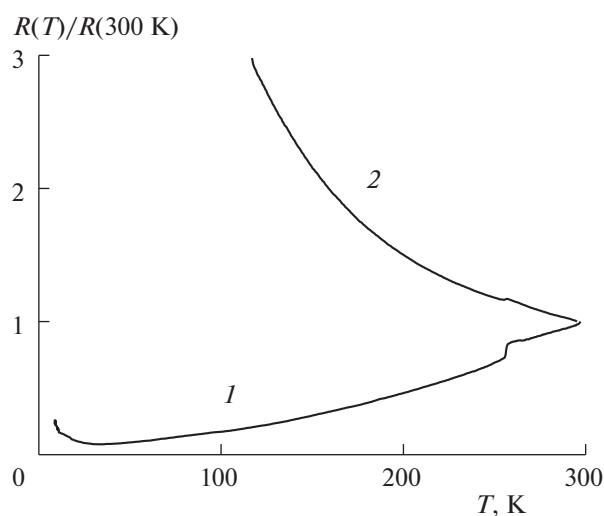


Рис. 2. Металлический характер электрического сопротивления вдоль проводящих слоев (1) и полупроводниковый – перпендикулярно слоям (2) в кристалле θ -(d₈-BEDT-TTF)₄CdBr₄(DBB).

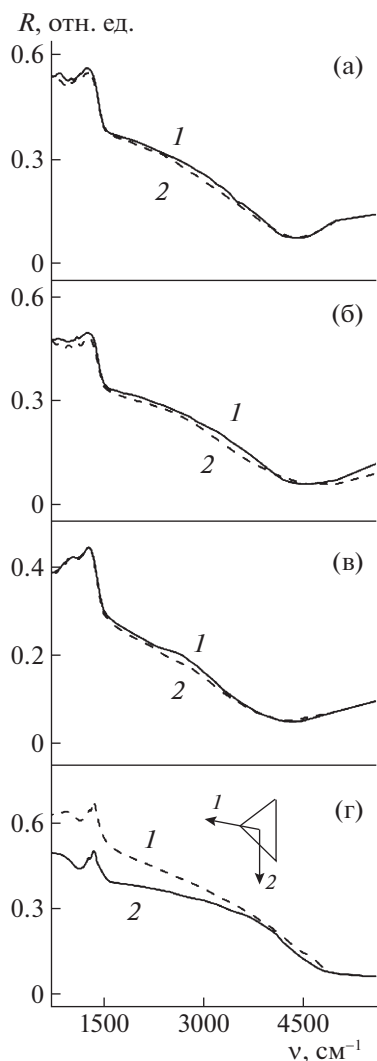


Рис. 3. Поляризованные спектры отражения кристаллов θ -(BEDT-TTF) $_4$ HgBr $_4$ (DCB) (а), θ -(BEDT-TTF) $_4$ CdBr $_4$ (DBB) (б), θ -(d $_8$ -BEDT-TTF) $_4$ CdBr $_4$ (DBB) (в) и θ -(BETS) $_4$ CdBr $_4$ (PhBr) (г): а–в – в поляризациях, параллельной (1) и перпендикулярной (2) кристаллографической оси *a*; г – в поляризации $E_{\parallel}(a-b)$ (2) и в поляризации, при которой E образует угол $\sim 105^\circ$ с диагональю *a-b* (1). На вставке: направления поляризации электрического вектора световой волны E для кристалла соединения 4.

слоях II и IV отклоняется на $\sim 15^\circ$ от направления боковых контактов А.

Отличительной особенностью соединений 1–3 является сходство их спектров для двух ортогональных поляризаций (рис. 3). Различия между спектрами при этих поляризациях не превышают ошибку измерений (рис. 3а, 3б, 3в). Такая высокая степень оптической изотропии в проводящей плоскости связана с наложением оптического отклика от чередующихся проводящих слоев с ортогональным направлением стопок и ранее не наблюдалась в спектрах слоистых органических

проводников на основе катион-радикальных солей. Для соединения 4 с BETS наблюдается небольшая анизотропия спектров отражения, что может быть связано с различием в интегралах перекрытия ВЗМО между катион-радикалами из соседних стопок для направлений, параллельных А и В. Подобная анизотропия $R(\nu)$ ранее наблюдалась в θ -(BETS) $_4$ HgBr $_4$ (PhCl) [15].

В спектрах отражения соединений 1–4 представленных на рис. 3, в низкочастотной части изученного диапазона наблюдается относительно высокое отражение до 0.5 для соединений BEDT-TTF 1–3 и до 0.7 для соединения 4 на основе BETS. В области 3000–5000 cm^{-1} во всех спектрах наблюдается плазменный край отражения с минимумом при 4300–4600 cm^{-1} для 1–3 и $\sim 5500 \text{ cm}^{-1}$ для 4. Такая спектральная зависимость отражения, близкая к друдевской, соответствует металлическому характеру электропроводности этих соединений.

В области внутримолекулярных колебаний BEDT-TTF и BETS на фоне друдевского отражения в обеих поляризациях наблюдаются колебательные особенности с несколькими сильно уширенными максимумами в интервале 820–1290 cm^{-1} для соединений 1–3 и с максимумами при 1353 и 1274 cm^{-1} для 4. Эти особенности обусловлены электронно-колебательным взаимодействием (ЭКВ), характерным для молекулярных проводников. Форма ЭКВ, наблюдаемая в спектрах соединений 1–3, типична для спектров кристаллов θ -фазы на основе молекулы BEDT-TTF [17]. В отличие от ранее изученных соединений θ -фазы, особенности ЭКВ в спектрах соединений 1–3 изотропны в проводящей плоскости. Эта изотропия колебательных особенностей, также как и изотропия электронной составляющей спектра, обусловлена структурой соединений, где в соседних слоях стопки направлены под углом 90 градусов относительно друг друга.

Спектры соединений 1 и 2, в основном, схожи по положению максимумов и лишь несколько отличаются по интенсивности отражения ($\sim 8\text{--}9\%$ при 700 cm^{-1}). Это говорит о том, что небольшое варьирование анионного слоя в соединениях 1–2 (замена HgBr $_4$ на CdBr $_4$ и растворителя *o*-DCB на *o*-DBB) не оказывает существенного влияния на спектры отражения от проводящей плоскости соединений 1–2 при комнатной температуре.

Из рис. 3в видно, что в соединении 3 с дейтерированным BEDT-TTF несколько меняется форма ЭКВ, что связано со сдвигом частот колебаний, в которых принимают участие этиленовые группы молекулы BEDT-TTF [1, 18, 19].

Наибольшие изменения спектров отражения $R(\nu)$ наблюдаются при замене BEDT-TTF на его Se-аналог, BETS (рис. 3г). В этом случае спектры

отражения меняются и по интенсивности, и по числу и положению максимумов в области ЭКВ. Более высокие значения отражения для этого соединения указывают на увеличение интегралов перекрытия между молекулами BETS по сравнению с BEDT-TTF. Это увеличение связано с тем, что больший радиус атома Se по сравнению с атомом S обеспечивает более сильное перекрытие ВЗМО катион-радикалов BETS и приводит также к большей стабильности металлического состояния в проводниках на основе BETS по сравнению с BEDT-TTF. Видно (рис. 3а–3г), что в спектре **4** особенности электронно-колебательной структуры выражены более резко, чем в **1–3**.

Аналогичные **4** особенности спектров с близкими максимумами наблюдались ранее [20] для θ -(BETS)₄HgBr₄(PhCl). Было показано, что эти особенности появляются в результате взаимодействия носителей заряда: при 1353 см⁻¹ – с валентными колебаниями центральной и кольцевых C=C-связей $\nu_3(A_g)$ BETS; при 1274 см⁻¹ – с валентными колебаниями C–C-связей в этиленовых группах $\nu_5(A_g)$ BETS [20]. Абсолютные значения $R(\nu)$ для **4** ниже, чем для θ -(BETS)₄HgBr₄(PhCl) примерно на 15%. Это коррелирует с более низкой электропроводностью соединения **4** (50 См см⁻¹) по сравнению с электропроводностью θ -(BETS)₄HgBr₄(PhCl) [15] (80 См см⁻¹). Сходство спектров отражения соединений θ -(BETS)₄CdBr₄(PhBr) и θ -(BETS)₄HgBr₄(PhCl) показывает, что, как и в случае соединений BEDT-TTF, небольшое варьирование анионного слоя не оказывает существенного влияния на отражение в области ЭКВ этих соединений при комнатной температуре.

Спектры оптической проводимости представлены на рис. 4. В спектрах оптической проводимости $\sigma(\nu)$ соединений **1–4**, в соответствии с металлическим типом спектров отражения, наибольшие значения проводимости для обеих поляризаций наблюдаются при низких частотах, 700–1200 см⁻¹. В области 1800–4500 см⁻¹ в спектрах оптической проводимости **1–4** наблюдается широкий максимум, в который вносят вклад электронные переходы, соответствующие процессу переноса заряда между молекулами BEDT-TTF или BETS. В районе 1200–1300 см⁻¹ наблюдаются полосы, связанные с ЭКВ.

Положение электронных полос, отсутствие анизотропии и достаточно высокая оптическая проводимость **1–4**, более 200 См см⁻¹ при 700 см⁻¹, указывают на металлический изотропный характер электронной системы данных соединений в двух направлениях проводящей плоскости.

Таким образом показано, что при комнатной температуре органические проводники θ -(BEDT-TTF)₄MBr₄(C₆H₄X₂) и θ -(BETS)₄MBr₄(C₆H₅X) де-

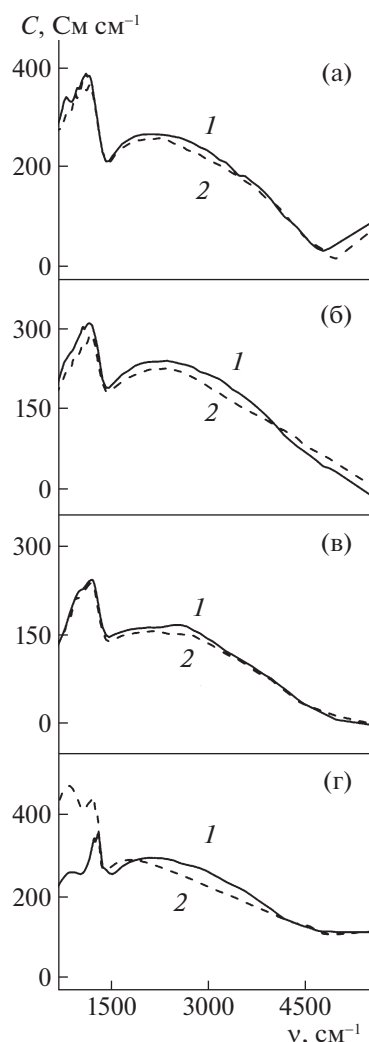


Рис. 4. Спектры оптической проводимости соединений **1–4** (а–г): а–в – в поляризациях, параллельной (1) и перпендикулярной (2) кристаллографической оси *a*; г – в поляризации $E \parallel (a-b)$ (2) и в поляризации, при которой E образует угол $\sim 105^\circ$ с диагональю *a–b* (1).

монстрируют спектры отражения и оптической проводимости, типичные для этого типа соединений. Спектры свидетельствуют о металлической проводимости и вкладе межзонных переходов в электронную структуру. Характерной особенностью исследованных в этой работе соединений является высокая изотропия спектров в плоскости проводящих слоев. Она свидетельствует об изотропии электронной системы в проводящей плоскости и квазидвумерном характере электронного движения, что хорошо согласуется с кристаллической структурой, в которой слои с анизотропией чередуются с поворотом на 90 градусов, что приводит к отсутствию суммарной анизотропии соединения.

Соединения 1–3 являются наиболее двумерно-изотропными среди описанных к настоящему времени органических проводников на основе ион-радикальных солей. Модифицирование анионного слоя в серии соединений θ -(D)₄MBr₄(C₆H_{6-n}X_n) не оказывает существенного влияния на характер спектров при комнатной температуре.

Авторы выражают благодарность Р.М. Власовой и Б.В. Петрову за измерение спектров отражения соединений 1–3. Работа выполнена по теме Государственного задания, № гос. регистрации 0089-2019-0011.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Williams J.M., Ferraro J.R., Thorn R.J., Carlson K.D., Geiser U., Wang H.H., Kini A.M., Whangbo M.H. Organic Superconductors (Including Fullerenes). Synthesis, Structure, Properties and Theory. New Jersey: Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1992. 400 p.
2. Dressel M. // Crystals. 2018. V. 8. № 9. P. 332. <https://doi.org/10.3390/cryst8090332>
3. Жилыева Е.И., Семкин В.Н., Юданова Е.И. и др. // Изв. АН. Сер. Хим. 2010. № 7. С. 1331.
4. Lyubovskaya R., Zhilyaeva E., Shilov G. et al. // Eur. J. Inorg. Chem. 2014. P. 3820. <https://doi.org/10.1002/ejic.201402041>
5. Zhilyaeva E.I., Shilov G.V., Torunova S.A. et al. // Cryst. Eng. Comm. 2014. V. 16. P. 10103. <https://doi.org/10.1039/c4ce01440e>
6. Жилыева Е.И., Дзюба К.А., Флакина А.М. и др. // Изв. АН. Сер. Хим. 2013. № 7. С. 1636.
7. Zhilyaeva E.I., Dzyuba K.A., Torunova S.A. et al. // Synth. Met. 2015. V. 209. P. 329. <https://doi.org/10.1016/j.synthmet.2015.07.023>
8. Каплунов М.Г., Бородько Ю.Г. // Химическая физика. 1987. Т. 6. С. 1529.
9. Власова Р.М., Дроздова О.О., Семкин В.Н. и др. // Физика твердого тела. 1999. Т. 41. № 5. С. 897.
10. Dressel M., Drichko N. // Chem. Rev. 2004. V. 104. P. 5689. <https://doi.org/10.1021/cr030642f>
11. Zhilyaeva E.I., Bogdanova O.A., Flakina A.M. et al. // Synth. Met. 2011. V. 161. P. 799. <https://doi.org/10.1016/j.synthmet.2011.02.002>
12. Zhilyaeva E.I., Bogdanova O.A., Shilov G.V. et al. // Synth. Met. 2009. V. 159. P. 1072. <https://doi.org/10.1016/j.synthmet.2009.01.028>
13. Жилыева Е.И., Богданова О.А., Флакина А.М. и др. // Изв. АН. Сер. Хим. 2011. № 7. С. 1334.
14. Mori T., Mori H., Tanaka S. // Bull. Chem. Soc. Japan. 1999. V. 72. P. 179. <https://doi.org/10.1246/bcsj.72.179>
15. Lyubovskii R.B., Pesotskii S.I., Konovalikhin S.V. et al. // Synth. Met. 2001. V. 123. P. 149. [https://doi.org/10.1016/S0379-6779\(00\)01381-3](https://doi.org/10.1016/S0379-6779(00)01381-3)
16. Любовский Р.Б., Песоцкий С.И., Богданова О.А. и др. // Изв. АН. Сер. хим. 2011. № 7. С. 1340.
17. Tajima H., Kyoden S., Mori H., Tanaka S. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 9378. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.9378>
18. Ferraro J.R., Wang H.H., Geiser U. et al. // Solid State Comm. 1988. V. 68. P. 917. [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(88\)90134-2](https://doi.org/10.1016/0038-1098(88)90134-2)
19. Kornelsen K., Eldridge J., Wang H.H., Williams J.M. // Solid State Commun. 1990. V. 74. P. 501. [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(90\)90336-A](https://doi.org/10.1016/0038-1098(90)90336-A)
20. Власова Р.М., Дричко Н.В., Петров Б.В. и др. // Физика твердого тела. 2002. Т. 44. С. 9.