

02

Оптические исследования квазидвумерных органических металлов $(\text{EDT-TTF})_4[\text{Hg}_3\text{I}_8]_{1-x}$ ($x = 0$ и 0.027) — сравнительный анализ в рамках модели фазовых фононов

© Б.В. Петров, М.П. Волков

ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: borispetrov@mail.ru

Поступила в редакцию 11.05.2022 г.

В окончательной редакции 16.08.2022 г.

Принята к публикации 22.08.2022 г.

Рассмотрены спектры отражения квазидвумерных органических проводников $(\text{EDT-TTF})_4[\text{Hg}_3\text{I}_8]_{1-x}$, которые в зависимости от состава демонстрируют различные фазовые переходы: $x = 0.027$ — металл–сверхпроводник с $T_c = 8.1$ К, $x = 0$ — металл–диэлектрик при температуре $T < 35$ К. Поляризованные спектры отражения были проанализированы с помощью модели „фазовых фононов“, учитывающей электронно-колебательное взаимодействие. При использовании этой модели были адекватно описаны оптические функции обоих соединений и получены энергетические параметры π -электронной системы. Показано, что для соединения с $x = 0.027$ эти параметры монотонно меняются с температурой, а для $x = 0$ наблюдается их скачок при температуре фазового перехода. Проведено сравнение параметра модели Δ (периодический потенциал) для кристаллов с разным стехиометрическим коэффициентом $x = 0$ и $x = 0.027$, выдвинуто предположение о зависимости периодического потенциала от усредненного заряда одной молекулы EDT.

Ключевые слова: органические проводники, EDT-TTF, слоистая структура, спектры отражения, модель „фазовых фононов“, электронно-колебательное взаимодействие, оптическая проводимость.

DOI: 10.21883/OS.2022.11.53770.3665-22

1. Введение

В области исследования молекулярных проводников большое внимание уделяется соединениям на основе несимметричной донорной молекулы ethylenedithiotetrathiafulvalene (EDT-TTF). В этих соединениях существенное изменение проводящих свойств (от изолирующих до сверхпроводящих) может наблюдаться при небольшом изменении состава, приводящее к полиморфизму и изменению модуляции кристаллической упаковки [1,2].

Среди многообразия синтезированных на основе молекулы EDT-TTF соединений можно выделить катион-радикальные соли с иодомеркуратными анионами. В зависимости от стехиометрии эти соединения испытывают переходы металл/сверхпроводник (M-СП) или металл/диэлектрик (M-Д). Так, соединение $(\text{EDT-TTE})_4[\text{Hg}_3\text{I}_8]_{0.973}$ — сверхпроводник с $T_c = 8.1$ К, $(\text{EDT-TTE})_4[\text{Hg}_3\text{I}_8]_{0.981}$ — сверхпроводник с $T_c = 7$ К при 0.3 kbar, а $(\text{EDT-TTE})_4\text{Hg}_3\text{I}_8$ испытывает переход (M-Д) при температуре $T < 35$ К [3].

Для анализа наблюдаемых эффектов в низкоразмерных органических проводниках важную информацию могут предоставить оптические исследования, позволяющие судить о влиянии на локализацию зарядов и проводимость как особенностей структуры конкретного

состава, так и электронно-колебательного взаимодействия (ЭКВ) [4].

В работе [5] были представлены поляризованные спектры отражения соединения $(\text{EDT-TTE})_4[\text{Hg}_3\text{I}_8]_{0.973}$, а в работе [6] — спектры $(\text{EDT-TTE})_4[\text{Hg}_3\text{I}_8]$. Был проведен их количественный анализ в рамках модели Друде–Лоренца и модели „фазовых фононов“ [7] при $T = 180$ К для $x = 0.027$ и при $T = 15$ К для $x = 0$. В результате сравнения было получено, что модель „фазовых фононов“, учитывающая ЭКВ, более подходит для описания спектров, в частности, в области главной вибрационной особенности при 1330 cm^{-1} . Это дает основание провести подробные расчеты спектров отражения кристаллов с $x = 0$ и $x = 0.027$ по этой модели. Поскольку фазовые переходы металл–сверхпроводник и металл–диэлектрик наблюдаются в этих соединениях при низких температурах, то рассматривались поляризованные спектры оптического отражения, полученные в широком температурном интервале ($T = 10–300$ К).

С использованием данной модели во всем диапазоне температур проведена аппроксимация экспериментальных спектров отражения, получены энергетические параметры π -электронной системы и константы взаимодействия свободных электронов с внутримолекулярными колебаниями. Проведено обсуждение температурных зависимостей полученных величин для обеих систем.

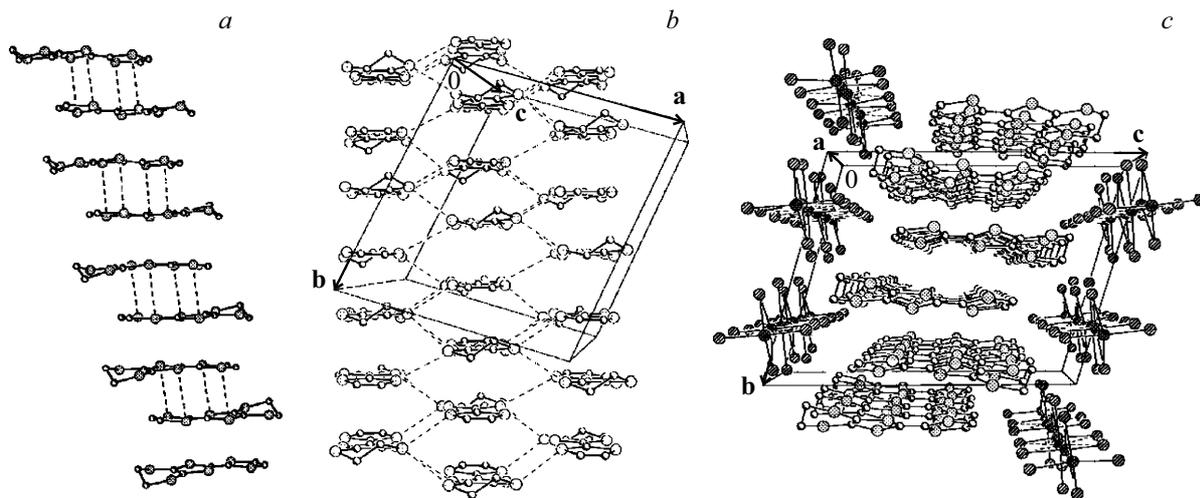


Рис. 1. Кристаллическая структура $(\text{EDT-TTE})_4[\text{Hg}_3\text{I}_8]$: (a) — упаковка катион-радикалов в стопках, (b) — упаковка катион-радикалов в проводящем слое и элементарная ячейка, (c) — вид кристаллической структуры вдоль оси *a*. Штриховые линии на рис. 1, *a, b* — короткие расстояния между атомами серы соседних молекул EDT-TTF, на рис. 1, *c* тонкой сплошной линией выделена элементарная ячейка.

2. Структура соединения

Методика получения и подробное описание состава и структуры кристаллов рентгеноструктурным анализом при температуре $T = 90$ К приведены в работе [3]. Полученные кристаллы группы $(\text{EDT-TTF})_4[\text{Hg}_3\text{I}_8]_{1-x}$ представляют собой вытянутые шестиугольные пластинки размером ~ 0.4 мм, форма которых отражает слоистую структуру соединения.

Согласно работе [3], кристаллическая структура кристаллов $(\text{EDT-TTF})_4[\text{Hg}_3\text{I}_8]_{1-x}$ сформирована из проводящих слоев EDT-TTF и изолирующих слоев, образованных цепочками Hg_3I_8 . На рис. 1, *a* приведена упаковка катион-радикалов в стопках; на рис. 1, *b* — упаковка катион-радикалов в проводящем слое, пунктиром выделена элементарная ячейка; на рис. 1, *c* — вид кристаллической структуры вдоль оси *a*.

В соединениях (М–Д) цепочки (указаны более темным на рис. 1, *c*) полностью упорядочены, а в соединениях (М–СП) цепочки содержат дефекты [3]. Параметры структуры проводящего слоя мало отличаются для различных *x*.

Структура проводящего слоя $(\text{EDT-TTE})_4[\text{Hg}_3\text{I}_8]_{1-x}$ имеет следующие особенности.

1. Катион-радикалы в плоскости (**ab**) образуют непрерывные стопки вдоль направления ($2\mathbf{b} + \mathbf{a}$). В стопках катион-радикалы упакованы парами со 180° -разворотом и расстояниями между атомами серы *S* внутри пары (3.63–3.69 Å). Между парами расстояния S–S несколько больше (3.70 Å) (рис. 1, *a*).

2. Вдоль направления (**a**) катион-радикалы EDT-TTE образуют ступенчатые цепочки, и имеется большое число боковых S–S-расстояний (3.37–3.43 Å) (рис. 1, *b*).

Поскольку эти короткие S–S-расстояния вдоль направления (**a**) существенно меньше, чем вдоль направ-

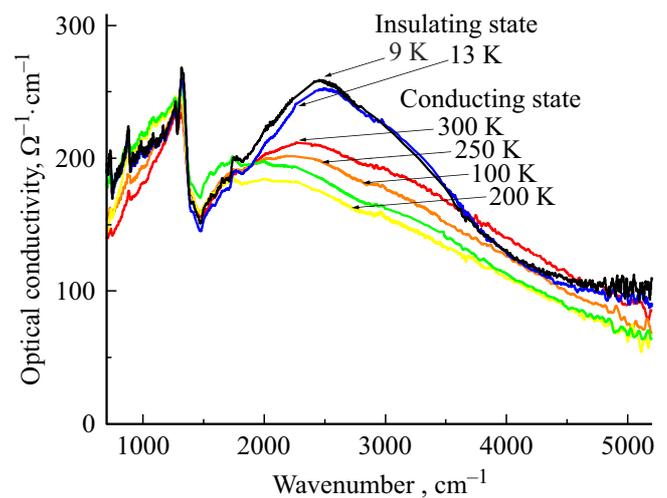


Рис. 2. Спектры оптической проводимости $(\text{EDT-TTE})_4[\text{Hg}_3\text{I}_8]$ в поляризации $\mathbf{E} \parallel \mathbf{a}$ при различных температурах.

ления ($2\mathbf{b} + \mathbf{a}$), то переход электронов в проводящем слое (**ab**) предпочтителен в направлении вдоль **a**, и именно в поляризации ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{a}$) наблюдалось максимальное отражение. Напротив, переход электронов в направлении вдоль стопок может быть затруднен, что предполагает высокую анизотропию π -электронной проводящей системы в плоскости (**ab**). И действительно, в этих соединениях была обнаружена большая анизотропия электропроводности на постоянном токе при комнатной температуре. Так, у кристалла $(\text{EDT-TTE})_4[\text{Hg}_3\text{I}_8]_{0.973}$ отношение электропроводности ($\sigma_{\text{dc}}^{\parallel} / \sigma_{\text{dc}}^{\perp}$) ≈ 750 , а величина $\sigma_{\text{dc}}^{\parallel} = 15 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ [5].

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Спектры оптической проводимости

Представленные в [5,6] данные оптического отражения $R(\omega)$ в поляризации $E \parallel a$ были использованы нами для расчета спектров оптической проводимости $\sigma(\omega)$ из соотношений Крамерса–Кронига. При этом в низкочастотной области спектров ($\omega < 300 \text{ cm}^{-1}$) применена экстраполяция Хагена–Рубенса для „металлического“ типа проводимости и $R = \text{const}$ для диэлектрического. Для высокочастотной экстраполяции ($\omega > 10\,000 \text{ cm}^{-1}$) использованы экспериментальные данные о спектрах отражения $R(\omega)$ аналогичных материалов в области $9000\text{--}40\,000 \text{ cm}^{-1}$ [8] и стандартная экстраполяция при более высоких частотах $R \sim \omega^{-2}$.

На спектрах оптической проводимости (рис. 2) отчетливо проявляется фазовый переход металл–диэлектрик в (EDT–TTE)₄[Hg₃I₈] при понижении температуры: наблюдается широкий максимум в области 2000 cm^{-1} для температур выше температуры фазового перехода, который смещается в область 2500 cm^{-1} для температур ниже фазового перехода ($T < 30 \text{ K}$), что не было так заметно на исходных спектрах отражения.

При температурах выше фазового перехода положение максимумов сдвигается в сторону более высоких частот с ростом температуры, что ранее не наблюдалось в спектрах квазиодномерных диэлектриков с похожей структурой (EDT–TTF)₃[Hg₂Br₆] [9].

Существенно, что полученные спектры оптической проводимости более наглядно отражают энергетическую структуру кристаллов (EDT–TTE)₄[Hg₃I₈], чем исходные $R(\omega)$. Провал в спектрах $\sigma(\omega)$ в области 1500 cm^{-1} свидетельствует о том, что поведение проводящей системы в исследуемых образцах отличается от приближения Друде, и указывает на наличие „псевдощели“ в энергетическом спектре электронов. Также следует отметить, что в спектрах (EDT–TTE)₄[Hg₃I₈] возрастает интенсивность полос ЭКВ (область $600\text{--}1500 \text{ cm}^{-1}$) при переходе в металл–диэлектрик.

3.2. Модель „фазовых фононов“

На основании поляризационных исследований, представленных в [5,6], можно говорить о высокой анизотропии спектров отражения кристаллов группы (EDT–TTF)₄[Hg₃I₈]_{1–x}. Для их анализа была использована модель „фазовых фононов“, первоначально разработанная для расчета оптических функций квазиодномерных органических проводников и учитывающая ЭКВ [7]. Данный теоретический подход рассматривает систему линейных проводящих цепочек из N одинаковых органических молекул. Гамильтониан такой системы

имеет вид:

$$H = \sum_k E_k \Theta(E_e - |E_k|) a_k^+ a_k + V(\rho_{q_0} - \rho_{-q_0}) + \sum_n \sum_q [b_n^+(q) b_n(q) + 1/2] \omega_n(q) + N^{-1/2} \sum_n \sum_q g_n Q_n(q) \rho_{-q}. \quad (1)$$

Здесь k_F , v_F и a_k^+ обозначают соответственно волновой вектор электрона проводимости на уровне Ферми, его скорость и оператор рождения. Оператор $\rho_q = \sum_k a_k^+ a_{k+q}$ соответствует рождению флуктуаций электронной плотности с волновым вектором q . Первые два члена в (1) описывают систему из n электронов проводимости на единицу длины с энергией $E_k = (|k| - k_F)v_F$, движущихся в периодическом потенциале V с волновым вектором $q_0 = 2k_F$. Потенциал V связан со статической периодической модуляцией молекулярных орбиталей, обусловленной наличием в кристаллической структуре цепочек донора. Учет только первых двух слагаемых в гамильтониане (1) соответствует простейшей модели полупроводника без учета ЭКВ.

Третий член в (1) описывает набор G невзаимодействующих фононов, $b_n^+(q)$ и $b_n(q)$ — операторы рождения и уничтожения, $\omega_n(q)$ — частота n -го фонона.

Полосы полностью симметричных колебательных мод в ИК спектрах обусловлены взаимодействием внутримолекулярных колебаний (набором G фононных мод n ($n = 1, 2, 3, \dots, G$)) с электронами проводимости — четвертый член в (1). $Q_n(q) = b_n(q) + b_n^+(-q)$ обозначает безразмерный оператор нормальной моды, связанной с n -м фононом, g_n — константа ЭКВ.

Согласно [7], зависимость комплексной оптической проводимости $\tilde{\sigma}(\omega)$ в модели „фазовых фононов“ определяется как

$$\tilde{\sigma}(\omega) = \frac{\omega_p^2}{2\pi i \omega} [f(x) - f(0) - \lambda x^2 f^2(x) D_\varphi(x)], \quad (2)$$

где

$$D_\varphi^{-1}(\omega) = D_0(\omega)^{-1} + 1 - V/\Delta + \lambda x^3 f(x) D_0(\omega)$$

$$= - \sum_{n=1}^N \left[\frac{\lambda_n}{\lambda} \frac{\omega_n^2}{\omega_n^2 - \omega - i\omega\gamma_n} \right].$$

$$f(x) = \frac{ni + \ln\left(\frac{1-S}{1+S}\right)}{2Sx^2}, \quad S = \sqrt{1-x^2}, \quad x = \frac{\omega}{2\Delta},$$

$$f(0) = 1, \quad \lambda_n = \frac{N(0)g_n^2}{\omega_n}$$

Здесь Δ — щель в энергетическом спектре электронов, V — энергетическая щель в отсутствие ЭКВ ($V < \Delta$), ω_p — плазменная частота, λ_a — безразмерные постоянные ЭКВ, $\lambda = \sum_a \lambda_a$, $N(0)$ — плотность

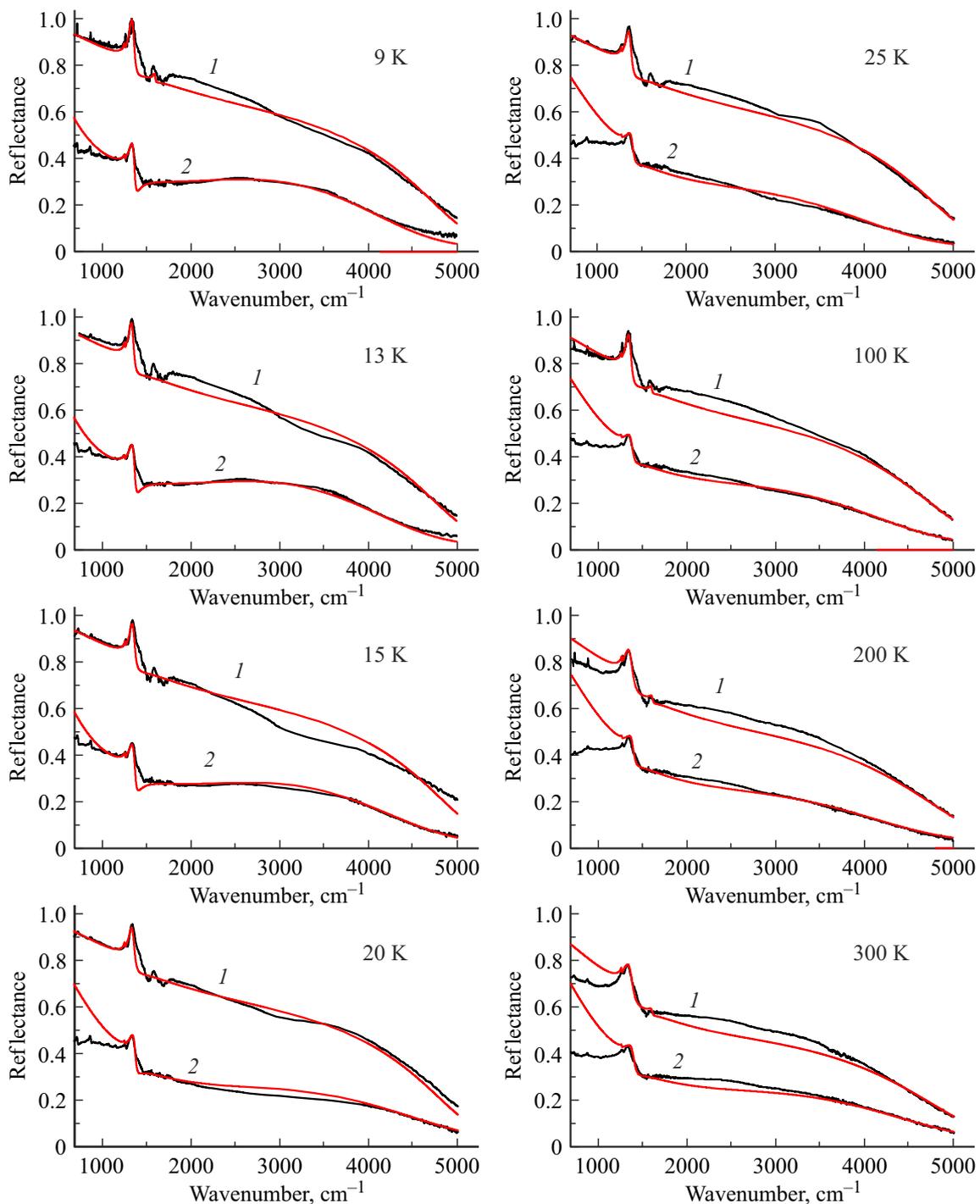


Рис. 3. Экспериментальные (черным) и теоретические (красным) спектры оптического отражения кристаллов $(\text{EDT-TTF})_4[\text{Hg}_3\text{I}_8]_{1-x}$ ($x = 0.027$ (1), 0 (2)) в поляризации $\mathbf{E} \parallel \mathbf{a}$ при $T = 9\text{--}300$ К.

состояний электронов на уровне Ферми исходной металлической зоны, ω_α и γ_α — частота и показатель затухания Ag-BMK , введенный формальный параметр электронного затухания γ_p преобразует функции $f\left(\frac{\omega}{2\Delta}\right)$ на $f\left(\frac{\omega}{2\Delta} + i\frac{\gamma_p}{2\Delta}\right)$.

Выражения для комплексной диэлектрической проницаемости и коэффициента отражения:

$$\bar{\epsilon}_{EMV}(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{4\pi i\tilde{\sigma}(\omega)}{\omega},$$

$$R_{EMV}(\omega) = \left| \frac{\sqrt{\bar{\epsilon}_{EMV}(\omega)} - 1}{\sqrt{\bar{\epsilon}_{EMV}(\omega)} + 1} \right|^2. \quad (3)$$

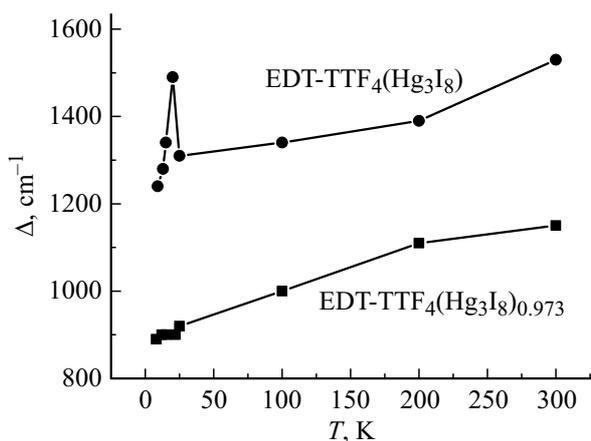


Рис. 4. Зависимость параметра Δ модели „фазовых фононов“ от температуры.

Таким образом, модель „фазовых фононов“ приводит к выражению для коэффициента отражения (3), который и будет сравниваться с экспериментальными данными.

3.3. Сравнение экспериментальных и рассчитанных спектров оптического отражения

Для подгонки рассчитанных спектров отражения к исходным экспериментальным был разработан алгоритм, реализованный в виде компьютерной программы. Метод итерационных приближений алгоритма позволил достичь одновременно наилучшего совпадения с экспериментальными спектрами как основного максимума ЭКВ (1330 см^{-1}), так и спектров в области частот плазменного края. В процессе подгонки были получены энергетические параметры модели фазовых фононов, рассмотренные в разд. 3.2, а именно: потенциалы V и Δ , $N(0)$ — плотность состояний электронов на уровне Ферми, ω_p — плазменная частота, Γ_p — параметр электронного затухания. Результаты количественного анализа спектров отражения соединений $(EDT-TTF)_4[Hg_3I_8]_{1-x}$ в широком температурном диапазоне представлены на рис. 3.

Как видно из рис. 3, получено хорошее совпадение теоретических и экспериментальных спектров, особенно при низких температурах ($T = 9, 13, 15\text{ К}$). Спектры отражения при более высоких температурах ($T > 25\text{ К}$) описываются моделью „фазовых фононов“ несколько хуже, особенно область частот $\omega < 1000\text{ см}^{-1}$. Расхождение спектров в этой области может быть обусловлено использованием в модели феноменологического подхода к параметру затухания Γ_p , при котором частота (ω) заменяется на $(\omega + i\Gamma_p)$. В таком приближении расчеты не столь объективны для частот $\omega \leq \Gamma_p$.

3.4. Энергетические параметры π -электронной системы

Хорошее совпадение экспериментальных спектров и теоретических кривых модели „фазовых фононов“ позволяет перейти к анализу энергетических параметров, полученных в результате подгонки. Такими параметрами, как было указано выше, являются: потенциал V , связанный со статической периодической модуляцией молекулярных орбиталей; Δ — периодический потенциал, являющийся суммой потенциала V и вклада в модуляцию ЭКВ; $N(0)$ — плотность состояний электронов на уровне Ферми исходной металлической зоны; Γ_p — плазменная частота; Γ_p — параметр электронного затухания.

При проведении расчетов набор частот ω_α и константы ЭКВ λ_α брались из работы [5] одинаковыми как для соединения (М–СП), так и для соединения с переходом (М–Д) для всех температур, поскольку параметры элементарной ячейки практически одинаковы для всей группы $(EDT-TTF)_4[Hg_3I_8]_{1-x}$.

Энергетические параметры электронной системы, полученные в результате подгонки теоретических зависимостей к экспериментальным данным, представлены в таблице для различных температур.

В процессе подгонки было замечено, что значения теоретического отражения $R(\omega)$ в области частот ($1000–1600\text{ см}^{-1}$) наиболее чувствительны к варьированию потенциалов V , Δ и параметра затухания ω_p . Таким образом, эти величины определяются при сопоставлении спектров с достаточно большой точностью. Из таблицы следует, что для соединения (М–СП) все три точно определенных параметра монотонно меняются с температурой, а для соединения (М–Д) наблюдается их скачок при температуре фазового перехода.

Для примера на рис. 4 построены температурные зависимости потенциала Δ как для кристаллов (М–Д), так и для (М–СП).

В терминах модели „фазовых фононов“ величина 2Δ несет определенный физический смысл — полупроводниковый зазор в энергетическом спектре электронов [7]. Скачок параметров V и, как следствие Δ (рис. 4), наблюдаемый в спектрах кристаллов $(EDT-TTF)_4[Hg_3I_8]$ при температуре 25 К , указывает на изменение структуры проводящего слоя и соответствует переходу металл–диэлектрик типа Пайерлса [10]. Стоит упомянуть, что энергетический зазор, который возникает на уровне Ферми при $T \leq 30\text{ К}$, является псевдощелью, поскольку плотность состояний в нем $N(0)$ отлична от нуля вследствие образования в такой системе волны зарядовой плотности.

Напротив, у сверхпроводника $(EDT-TTF)_4[Hg_3I_8]_{0.973}$ монотонная зависимость $\Delta(T)$ соответствует стабильности „металлического“ состояния в области температур $10–300\text{ К}$ и обусловлена наличием беспорядка в цепочках анионного слоя, параллельных оси a [10].

Энергетические параметры π -электронной системы

T, K	(EDT–TTF) ₄ (Hg ₃ I ₈) (M–D)					(EDT–TTF) ₄ (Hg ₃ I ₈) _{0.973} (M–СП)				
	V, cm ⁻¹	Δ , cm ⁻¹	ω_p , cm ⁻¹	Γ_p , cm ⁻¹	N(0)	V, cm ⁻¹	Δ , cm ⁻¹	ω_p , cm ⁻¹	Γ_p , cm ⁻¹	N(0)
9	1080	1240	3800	1090	0.00035	730	890	4760	2100	0.0004
13	1115	1280	3800	1110	0.00038	745	900	4770	2100	0.0004
15	1160	1340	3860	1170	0.00038	750	900	4830	2100	0.0004
20	1310	1490	4120	1540	0.00025	750	900	4800	2050	0.0004
25	1170	1310	3830	1630	0.0002	770	920	4800	2080	0.0004
100	1190	1340	3950	1580	0.0002	830	1000	4780	2040	0.00036
200	1270	1420	3870	1690	0.00021	910	1110	4780	2000	0.0004
300	1370	1510	4020	1580	0.00026	960	1150	4730	1850	0.0004

Следует обратить внимание на рост параметра Δ с температурой как у кристаллов (M–СП), так и у кристаллов с переходом (M–Д). Известно, что у полупроводников ширина запрещенной зоны уменьшается с ростом температуры, и это связано с размытием границ валентной и зоны проводимости. Однако у кристаллов (EDT–TTE)₄[Hg₃I₈]_{1-x} плотность состояний $N(0)$ не нулевая, и мы говорим о псевдощели на уровне Ферми, а зависимость Δ от температуры обусловлена иными механизмами, чем в полупроводнике. Возможно, наблюдаемый рост потенциала связан с выравниванием дистанций между молекулами EDT–TTE вдоль направления **a** (рис. 1) с ростом температуры, что приводит к большей вариативности расстояний между „донорными“ молекулами и анионами Hg₂I₆²⁻.

У соединения (M–СП) значение потенциала V при температурах выше 100 К примерно на 20% меньше, чем у (M–Д). Поскольку в проводящем слое пропорции и расстояния вдоль оси **c** для $x = 0$ и $x = 0.027$ практически одинаковые, то, скорее всего, различия потенциала V связаны с отличающимся усредненным зарядом доноров EDT–TTE: +0.486 у сверхпроводника и +0.5 у диэлектрика [3]. Разная дефектность анионного слоя в кристаллах с различным стехиометрическим коэффициентом x может приводить к еще большему отличию потенциала V .

Изменение с температурой плазменной частоты ω_p , обратно пропорциональной эффективной массе носителей, происходит в пределах погрешности вычислений. Из данных таблицы следует, что у кристаллов с переходом (M–СП) плазменная частота больше, чем у (M–Д).

Значения плотности состояний на уровне Ферми $N(0)$ получены с погрешностью около 20%, и судить об их температурной зависимости затруднительно.

4. Заключение

Проведен анализ оптических свойств кристаллов группы (EDT–TTE)₄[Hg₃I₈]_{1-x}, имеющих фазовые переходы (M–Д) и (M–СП) для соединений с различной стехиометрией ($x = 0$ и $x = 0.027$ соответственно).

На рассчитанных спектрах оптической проводимости соединения с $x = 0$ отчетливо проявляется переход (M–Д) при понижении температуры ($T \sim 30$ К). Наблюдаемый провал в спектрах в области частот 1500 cm⁻¹ указывает на наличие псевдощели в энергетическом спектре этих кристаллов.

Для описания спектров оптического отражения группы кристаллов (EDT–TTE)₄[Hg₃I₈]_{1-x}, полученных в широком температурном интервале, была использована модель „фазовых фононов“ [7]. Рассчитанные в рамках этой модели спектры отражения сопоставлялись с экспериментальными данными методом последовательных итераций. Было получено хорошее совпадение спектров, особенно при низких температурах. При этом были определены энергетические параметры модели „фазовых фононов“ для обоих соединений при всех температурах.

Наиболее точно были определены: V — периодический потенциал, связанный со статической модуляцией молекулярных орбиталей, Δ — периодический потенциал с учетом ЭКВ, Γ_p — феноменологический коэффициент затухания. Получено, что для соединения (M–СП) все три точно определенных параметра монотонно меняются с температурой, а для соединения (M–Д) наблюдается их скачок при температуре фазового перехода.

Сравнение величины Δ у кристаллов с разным стехиометрическим коэффициентом $x = 0$ и $x = 0.027$ и соответственно различными проводящими свойствами позволяет сделать предположение о зависимости периодического потенциала от усредненного заряда одной молекулы EDT.

Таким образом, использование модели „фазовых фононов“ позволяет адекватно описывать оптические функции низкоразмерных органических проводников и получать энергетические параметры электронной системы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Sandra Rabaça, Sandrina Oliveira, Isabel C. Santos, Vasco Gama, Dulce Belo, Elsa B. Lopes, Enric Canadell, Manuel Almeida. *Inorg. Chem.*, **55** (20), 10343 (2016).
DOI: 10.1021/acs.inorgchem.6b01555
- [2] Nabil Mroweh, Alexandra Bogdan, Flavia Pop, Pascale Auban-Senzier, Nicolas Vanthuynne, Elsa B. Lopes, Manuel Almeida, Narcis Avarvari. *Magnetochemistry*, **7** (6), 87 (2021). DOI: 10.3390/magnetochemistry7060087
- [3] E.I. Zhilyaeva, A.Y. Kovalevsky, R.B. Lyubovskii, S.A. Torunova, G.A. Mousdis, G.C. Papavassiliou, R.N. Lyubovskaya. *Cryst. Growth Design*, **7** (12), 2768 (2007).
DOI: 10.1021/cg070339y
- [4] Iwona Olejniczak. *Charge localization and superconductivity in optical investigations of low-dimensional organic conductors including different functionalities* (Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk, Poznan, 2021).
- [5] Р.М. Власова, Б.В. Петров, Е.И. Жилияева, С.А. Торунова, Р.Н. Любовская. *ФТТ*, **56** (8), 1564 (2014). [R.M. Vlasova, B.V. Petrov, E.I. Zhilyaeva, S.A. Torunova, R.N. Lyubovskaya. *Phys. Solid State*, **56** (8), 1615 (2014).
DOI: 10.1134/S1063783414080307].
- [6] Р.М. Власова, Б.В. Петров, В.Н. Семкин, Е.И. Жилияева, С.А. Торунова, Р.Н. Любовская. *ФТТ*, **55** (9), 1797 (2013). [R.M. Vlasova, B.V. Petrov, V.N. Semkin, E.I. Zhilyaeva, S.A. Torunova, R.N. Lyubovskaya. *Phys. Solid State*, **55** (9), 1913 (2013). DOI: 10.1134/S1063783413090321].
- [7] M.J. Rice. *Phys. Rev. Lett.*, **37** (1), 36 (1976).
DOI: 10.1103/PhysRevLett.37.36
- [8] A. Lapinski, R.N. Lyubovskaya, E.I. Zhilyaeva. *Chem. Phys.*, **323** (2–3), 161 (2006).
DOI: 10.1016/j.chemphys.2005.08.050
- [9] Р.М. Власова, Б.В. Петров, В.Н. Семкин, Е.И. Жилияева, С.А. Торунова. *ФТТ*, **55** (1), 116 (2013). [R.M. Vlasova, B.V. Petrov, V.N. Semkin, E.I. Zhilyaeva, S.A. Torunova. *Phys. Solid State*, **55** (1), 131 (2013).
DOI: 10.1134/S1063783413010344].
- [10] Р. Пайерлс. *Квантовая теория твердых тел* (ИИЛ, М., 1956), 257 с.