

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛА PtSn₄

В. В. Марченков^{a,b}, А. Н. Доможирова^a, А. А. Махнев^a, Е. И. Шредер^a,
А. В. Лукоянов^{a,b}, С. В. Наумов^a, В. В. Чистяков^a, Е. Б. Марченкова^a,
Дж. С. А. Хуанг^{c**}, М. Эйстерер^{d***}*

^a *Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
620108, Екатеринбург, Россия*

^b *Уральский федеральный университет
620002, Екатеринбург, Россия*

^c *National Cheng Kung University
70101, Tainan, Taiwan*

^d *TU Wien Atominstitut
1020, Vienna, Austria*

Поступила в редакцию 15 января 2019 г.,
после переработки 28 января 2019 г.
Принята к публикации 29 января 2019 г.

Выращен монокристалл топологического полуметалла PtSn₄ и исследованы его электросопротивление в диапазоне температур от 4.2 К до 300 К, гальваномагнитные свойства при температурах от 4.2 К до 80 К и в магнитных полях до 100 кЭ, оптические свойства при комнатной температуре, а также выполнены теоретические расчеты электронной структуры. Показано, что остаточное сопротивление достаточно мало и составляет $\rho_0 = 0.47$ мкОм·см, что характерно для «хорошего» металла, а зависимость $\rho(T)$ имеет металлический характер, монотонно возрастая с температурой. Анализ температурных зависимостей магнитосопротивления позволяет судить о том, что поверхность Ферми соединения PtSn₄ может содержать замкнутые листы. Исследования эффекта Холла и сделанные оценки в рамках однозонной модели позволили заключить, что преобладающим типом носителей тока являются дырки с концентрацией $n = 6.8 \cdot 10^{21}$ см⁻³ и подвижностью $\mu \approx 1950$ см²/В·с при $T = 4.2$ К. Показано, что оптические свойства PtSn₄ имеют особенности, характерные для «плохих» металлов. Расчет электронной структуры соединения PtSn₄ показал, что, в целом, это соединение имеет структуру, характерную для металлических систем с достаточно большим числом электронных состояний на уровне Ферми, что согласуется с экспериментальными результатами по электронным транспортным и оптическим свойствам монокристалла PtSn₄.

DOI: 10.1134/S0044451019060154

1. ВВЕДЕНИЕ

Поиск и изучение новых топологических материалов [1–5] является одним из основных направлений современной физики конденсированного состояния. Такие материалы имеют богатый потен-

циал для применения в устройствах электроники и спинтроники, поскольку они обладают уникальными магнитными и электронными свойствами, возникающими вследствие их необычной зонной структуры. В последнее время были обнаружены топологические изоляторы, вейлевские полуметаллы и топологические полуметаллы с линиями узлов, которые являются новыми квантовыми материалами, демонстрирующими уникальные физические свойства.

Топологические изоляторы представляют собой класс узкощелевых материалов с топологически нетривиальной зонной структурой, возникающей

* E-mail: march@imp.uran.ru

** J. C. A. Huang

*** M. Eisterer

вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. В них имеются характерная энергетическая щель в объеме и «металлические» состояния на поверхности, которые защищены топологически. К таким материалам, в частности, относятся Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 и др. В них экзотические поверхностные состояния возникают из-за инверсии, поскольку зона проводимости и валентная зона инвертированы вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. Электроны в топологических изоляторах являются фермионами Дирака с линейным законом дисперсии, а их спины жестко связаны с их импульсом. Упругое обратное рассеяние в такой системе запрещено при отсутствии магнитных примесей [6, 7]. Такая спин-импульсная блокировка позволяет реализовать спин-поляризованный поверхностный ток в топологических изоляторах [8, 9], что может быть использовано в устройствах спинтроники. Кроме того, наличие в топологических изоляторах таких уникальных поверхностных состояний [10, 11] делает их перспективными материалами для создания электронных устройств с высоким быстродействием и малой потребляемой мощностью.

Вейлевские полуметаллы расширяют топологическую классификацию материалов за пределы изоляторов [2–5]. Для данных материалов характерен необычный перенос заряда на поверхности и в объеме, что открывает новые возможности их потенциального применения. Характерной особенностью вейлевских полуметаллов является наличие экзотических бесщелевых поверхностных состояний — ферми-дуг. Квазичастицами в объеме вейлевских полуметаллов являются «безмассовые» вейлевские фермионы. Управлять такими квазичастицами можно гораздо быстрее, чем обычными носителями заряда, а вероятность их рассеяния достаточно мала, что делает вейлевские полуметаллы перспективными для создания устройств сверхбыстрой электроники. В последние годы вейлевские полуметаллы активно изучались теоретически [4, 12–16], и, наконец, недавно «безмассовые» вейлевские фермионы были обнаружены экспериментально в материалах с нарушенной инверсной симметрией — арсениде тантала [2, 17] и арсениде ниобия [5]. Позднее было обнаружено, что свойства вейлевских полуметаллов проявляются и в других соединениях, в частности, в полуметаллических дихалькогенидах переходных металлов MoTe_2 и WTe_2 и трехкомпонентных соединениях $\text{Mo}_x\text{W}_{1-x}\text{Te}_2$ [18–21].

Недавно в соединении PtSn_4 было обнаружено новое топологическое состояние — дираковские узловые дуги, возникающие благодаря поверхност-

ным состояниям и представляющие собой вытянутые короткие линии в импульсном пространстве, которые удалось восстановить, используя данные ARPES-спектроскопии и DFT-расчеты [22]. Построение поверхности Ферми соединения PtSn_4 с помощью DFT-вычислений и на основе экспериментальных данных по электросопротивлению, гальваномагнитным свойствам и термоэдс было выполнено в работе [23], а его структурного и электронного аналога PdSn_4 — в работе [24].

Дополнительную полезную информацию об электронной структуре топологических полуметаллов можно получить из исследования оптических свойств. Необходимо подчеркнуть, что если в современной научной литературе имеются работы по изучению оптических свойств топологических изоляторов, то аналогичные данные для топологических полуметаллов практически отсутствуют, за исключением первых единичных сообщений [25, 26], поэтому представляет интерес получение новых данных об электронной структуре и электронных свойствах, прежде всего — оптических, топологических полуметаллов, в частности PtSn_4 . Цель данной работы — комплексное изучение электронных транспортных и оптических свойств, а также расчет электронной зонной структуры топологического полуметалла на примере монокристалла PtSn_4 .

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКИ

Монокристаллы PtSn_4 были выращены методом кристаллизации из раствора в расплаве. При выращивании монокристаллов PtSn_4 использовалась методика, описанная в работе [27]. Соотношение исходных компонентов соответствовало формуле $\text{Pt}_{0.04}\text{Sn}_{0.96}$. Тигель из Al_2O_3 с исходными компонентами помещался в кварцевую ампулу, которая откачивалась до давления около 10 Па, нагревалась в течение 5 ч до температуры 873 К и выдерживалась при этой температуре в течение 6 ч. Система охлаждалась до $T = 593$ К в течение 62 ч, а затем с печью охлаждалась до комнатной температуры. Монокристаллы из застывшего расплава выделялись путем растворения избытков олова в соляной кислоте. На рис. 1 приведены фотографии монокристаллов PtSn_4 и их поверхности. Монокристаллы имеют вид тонких пластинок. На рис. 2 представлен фрагмент рентгенограммы при съемке с плоскости кристалла. Пики на рентгенограмме свидетельствуют о том, что сформировалась монокристаллическая

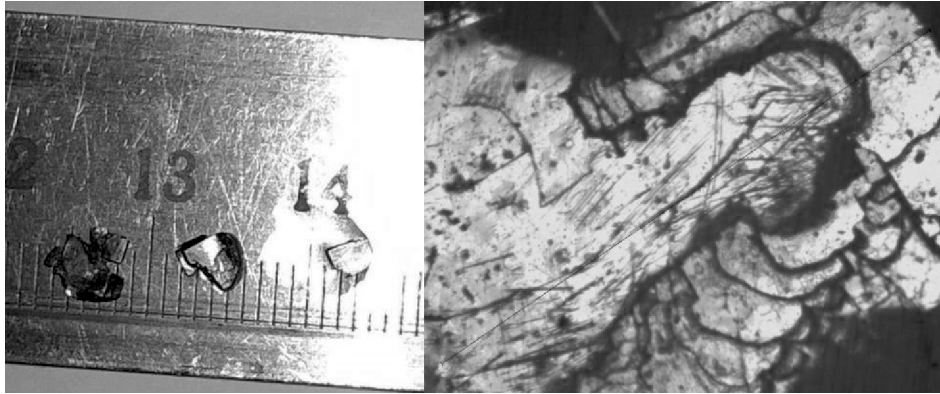


Рис. 1. Монокристаллы PtSn₄ (слева) и изображение поверхности одного из них при увеличении в 500 раз

структура, а плоскость монокристалла соответствует плоскости $(0k0)$. Монокристаллы имеют орторомбическую структуру № 68 с параметрами решетки $a \approx 6.31 \text{ \AA}$, $b \approx 11.33 \text{ \AA}$, $c \approx 6.27 \text{ \AA}$. Химический состав образца PtSn₄ подтвержден методом рентгеноспектрального микроанализа с помощью сканирующего микроскопа FEI Inspect F, оснащенного приставкой EDAX.

Электрические и гальваномагнитные свойства измерены в интервале температур от 4.2 К до 300 К и в магнитных полях до 100 кЭ по стандартной методике, описанной в работах [28, 29]. Магнитное поле было направлено вдоль, а электрический ток перпендикулярно кристаллографическому направлению b . Магнитосопротивление рассчитано по формуле

$$\Delta\rho_{xx}/\rho_0 = (\rho_{xx} - \rho_0)/\rho_0 \cdot 100\%, \quad (1)$$

где ρ_0 — электросопротивление без магнитного поля, ρ_{xx} — сопротивление в магнитном поле.

Оптические постоянные — показатель преломления n и коэффициент поглощения k — измерены эллипсометрическим методом Битти при комнатной температуре с одним отражением от плоскости образцов в диапазоне спектра 0.2–5.0 эВ. Погрешность измерения оптических постоянных n и k составляла 2–4% в видимой и ультрафиолетовой (ВУФ) областях и около 6% в средней инфракрасной (ИК) области. По значениям n и k рассчитаны действительная $\varepsilon_1(\omega) = n^2 - k^2$ и мнимая $\varepsilon_2(\omega) = 2nk$ части комплексной диэлектрической проницаемости, действительная часть комплексной оптической проводимости $\sigma(\omega) = nk\omega/2\pi$ (ω — циклическая частота световой волны), отражательная способность

$$R(E) = [(n - 1)^2 + k^2] / [(n + 1)^2 + k^2]. \quad (2)$$

Теоретические расчеты электронной структуры PtSn₄ выполнены в рамках компьютерного пакета Quantum Espresso (QE) [30] с использованием обменно-корреляционного потенциала в приближении обобщенной градиентной поправки (GGA) версии PBE. Волновые функции раскладывали по плоским волнам. В расчетах были использованы потенциалы из библиотеки стандартных потенциалов QE. Для получения достаточной сходимости в цикле самосогласования при расчете использовали энергетический предел для плоских волн, равный 60 Ry. В орбитальный базис были включены орбитали, соответствующие $6s$ -, $6p$ -, $5d$ -состояниям ионов Pt и $5s$ -, $5p$ -, $5d$ -состояниям ионов Sn. Интегрирование в обратном пространстве производили по сетке из $8 \times 8 \times 8$ k -точек. Расчеты были проведены для экспериментальных параметров кристаллической решетки $a = 6.31 \text{ \AA}$, $b = 11.325 \text{ \AA}$ и $c = 6.27 \text{ \AA}$ с группой симметрии $Cscc$ (номер группы 68). Атомы Pt располагались в позиции с точечной симметрией $4a$ (0.00; 0.25; 0.25), атомы Sn располагались в позиции $16i$ (0.327; 0.125; 0.077).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Температурные зависимости электросопротивления монокристалла PtSn₄ представлены на рис. 3. Видно, что остаточное сопротивление ρ_0 при $T = 4.2 \text{ К}$ достаточно мало и составляет $\rho_0 = 0.47 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$. Зависимость $\rho(T)$ имеет металлический тип и монотонно возрастает с температурой по закону, близкому к квадратичному при низких температурах и близкому к линейному при $T > 37 \text{ К}$. Отметим, что полученная нами зависимость $\rho(T)$ хорошо согласуется с аналогичной за-

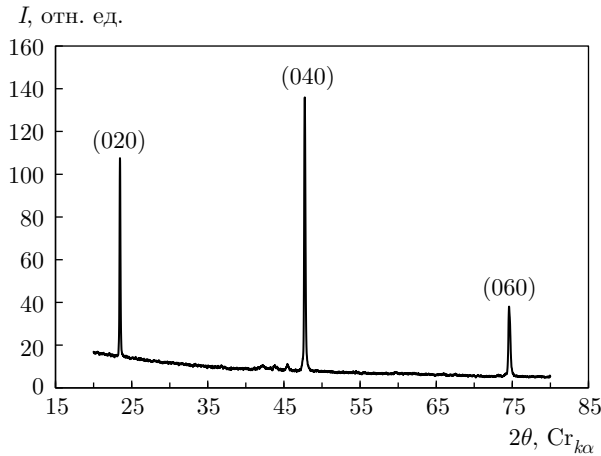


Рис. 2. Фрагмент рентгенограммы PtSn_4 при съемке с плоскости кристалла. Показаны отражения от соответствующих плоскостей

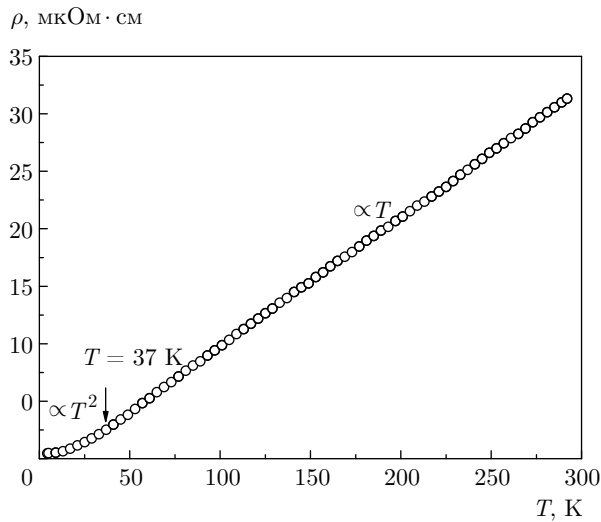


Рис. 3. Температурная зависимость электросопротивления PtSn_4

висимостью в работе [23], а также с результатами работ [24, 31], где изучались электронные свойства PdSn_4 — структурного и электронного аналога PtSn_4 . Включение внешнего магнитного поля приводит к заметному росту сопротивления. Так, в магнитном поле 100 кЭ при $T = 4.2 \text{ K}$ магнитосопротивление $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ достигает 750% (вставка на рис. 4). Кроме того, на температурной зависимости сопротивления $\rho_{xx}(T)$ в магнитном поле наблюдается минимум при $T = 18 \text{ K}$ (рис. 4). Подобное поведение $\rho_{xx}(T)$ характерно для компенсированных проводников с замкнутой поверхностью Ферми [32], когда в условиях сильных эффективных магнитных полей ($\omega_c\tau \gg 1$) ρ_{xx} уменьшается с температурой, до-

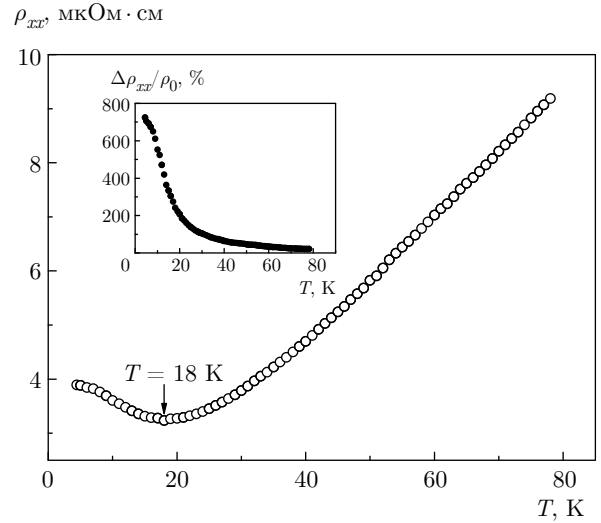


Рис. 4. Температурная зависимость электросопротивления PtSn_4 в поле 100 кЭ. На вставке — температурная зависимость магнитосопротивления

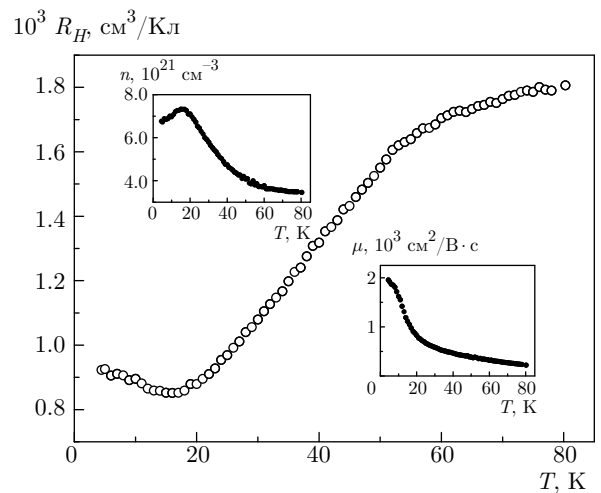


Рис. 5. Температурная зависимость коэффициента Холла. На вставках — температурные зависимости концентрации n носителей заряда и их подвижности μ

стигая минимума в области промежуточных полей при $\omega_c\tau \sim 1$ и увеличиваясь с T в области слабых магнитных полей ($\omega_c\tau \ll 1$). В работе [27] продемонстрировано, что поверхность Ферми соединения PtSn_4 достаточно сложная, содержит много листов, большинство из которых замкнутые.

Известно, что для топологических полуметаллов наряду с малым остаточным сопротивлением характерна и относительно малая концентрация носителей тока при их высокой подвижности. Поэтому был изучен эффект Холла. На рис. 5 представле-

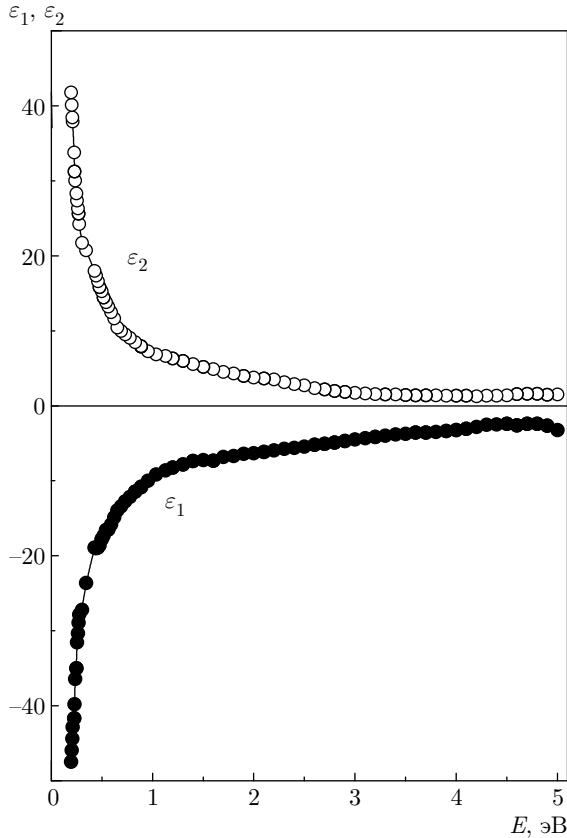


Рис. 6. Дисперсия действительной ε_1 и мнимой ε_2 частей комплексной диэлектрической проницаемости PtSn_4

ны температурные зависимости коэффициента Холла $R_H(T)$ в поле 100 кЭ, а на вставках — температурные зависимости концентрации $n(T)$ носителей заряда и их подвижности $\mu(T)$. Видно, что основными носителями заряда являются дырки с концентрацией $n = 6.8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $\mu = 1950 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T = 4.2 \text{ К}$, значения которых уменьшаются с температурой.

Необходимо отметить, что для определения n была использована однозонная модель, хотя в случае компенсированных проводников необходимо использовать более сложное выражение, включающее в себя концентрации и подвижности как электронов, так и дырок [32]. Однако использование однозонной модели позволяет качественно оценить величины n и μ , проследить за их изменением с температурой и сравнить с результатом оценки, полученной из оптических данных, представленных ниже.

При определенных условиях концентрацию носителей заряда можно оценить из оптических исследований. Поэтому были измерены оптические постоянные монокристалла PtSn_4 — показатель прелом-

ления n и коэффициент поглощения k . Известно, что в металлах и сплавах в инфракрасной области спектра основную роль в формировании оптических свойств играет механизм внутризонного ускорения электронов полем световой волны [33]. Его вклад определяется параметрами электронов проводимости — плазменной частотой Ω и частотой релаксации γ — и уменьшается пропорционально квадрату частоты падающего света ω . Отрицательные значения действительной части диэлектрической проницаемости ε_1 в ИК-области спектра являются оптическим критерием проводимости металлического типа вещества. В видимой и ультрафиолетовой областях доминирует квантовое поглощение света с перебросом электронов из нижних энергетических состояний в свободные верхние — межзонное поглощение, дающее информацию об электронном энергетическом спектре. Комплексная диэлектрическая проницаемость представляет собой сумму вкладов от внутризонного и межзонного механизмов поглощения, которые могут сосуществовать в некоторой области энергий. Графики действительной $\varepsilon_1(\omega)$ и мнимой $\varepsilon_2(\omega)$ частей комплексной диэлектрической проницаемости монокристалла PtSn_4 (рис. 6) свидетельствуют, что в ИК-диапазоне преобладают внутризонные оптические переходы. В длинноволновой области спектра имеются участки, на которых зависимость $1/\varepsilon_1 = f(\omega^2)$ описывается прямой линией. По наклону прямой можно оценить квадрат плазменной частоты носителей заряда ($\Omega^2 \sim 6 \cdot 10^{30} \text{ с}^{-2}$), а по отсекаемому отрезку на оси ординат (γ^2/Ω^2) — частоту релаксации ($\gamma \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$). Квадрат плазменной частоты связан с плотностью состояний на уровне Ферми и пропорционален потоку скорости электронов через поверхность Ферми

$$\Omega^2 = e^2/3\pi^2 h \int v_s dS_F, \quad (3)$$

где e — заряд свободного электрона, h — постоянная Планка, dS_F — элемент поверхности Ферми, v_s — скорость электронов по полосе s .

Из соотношения

$$N_{eff} = \Omega^2 m/4\pi e^2, \quad (4)$$

где m — масса свободного электрона, для PtSn_4 получаем оценку эффективной концентрации носителей заряда $N_{eff} \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$, что хорошо согласуется с результатами, полученными из данных по эффекту Холла.

Отрицательные значения ε_1 в ВУФ-области указывают на слабое межзонное поглощение, подобный

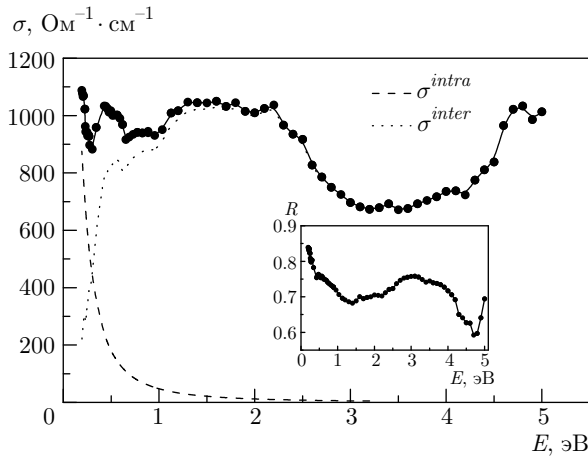


Рис. 7. Дисперсия оптической проводимости $\sigma(\omega)$ PtSn₄ и разложение на внутризонный σ_{intra} и межзонный σ_{inter} вклады. На вставке показана дисперсия коэффициента отражения R

эффект наблюдался ранее для других топологических материалов [34].

На рис. 7 приведена кривая оптической проводимости $\sigma(\omega)$ монокристалла PtSn₄. При энергиях менее 0.3 эВ наблюдается подъем на кривой оптической проводимости, связанный с включением внутризонных переходов (друдевский подъем). Оценка вклада внутризонного поглощения, рассчитанного по формуле Друде

$$\Omega_{intra} = \Omega^2 \gamma / (\omega^2 + \gamma^2) \cdot 4\pi \quad (5)$$

по найденным γ и Ω^2 , показана штриховой линией. Этот вклад уменьшается пропорционально квадрату частоты падающего света ω и становится пренебрежимо малым и исчезающим в области $E > > 2$ эВ. При вычитании из экспериментальных данных внутризонного вклада получим вклад от межзонных переходов (пунктирная кривая). На кривой $\sigma(\omega)$ можно выделить пики при энергиях 0.44, 0.88 эВ на фоне друдевского подъема, свидетельствующие о наличии низкоэнергетических щелей в зонном спектре соединения. В видимой и УФ-областях формируются широкая полоса в области 1–3 эВ, минимум в области 3–4 эВ и последующий рост межзонного поглощения. Как известно, в пределе $\omega \rightarrow 0$ оптическая проводимость приближается к статической σ_0 . Из оценок γ и Ω^2 получается существенно меньшее значение статической проводимости, это может быть связано с тем, что в оптическом эксперименте не удалось дойти до области спектра, где имеется только внутризонное поглощение.

Дисперсия отражательной способности PtSn₄ (вставка на рис. 7) в ИК-области характерна для «плохих» металлов — наблюдается ее рост до $R \sim \sim 0.84$ в области внутризонного поглощения. В видимой и УФ-областях она имеет достаточно высокие значения, обусловленные низким уровнем межзонного поглощения. Особенности на кривой R соответствуют особенностям на кривой $\sigma(\omega)$: в области минимума (максимума) оптической проводимости $\sigma(\omega)$ наблюдается максимум (минимум) на кривой отражательной способности.

Обсуждение экспериментальных результатов проведем на основе расчетов электронной структуры. Расчеты зонного спектра, а также парциальной и полной плотностей электронных состояний PtSn₄ (рис. 8) показывают характерную для d -металлов картину с полосой электронной плотности $5d$ -состояний платины ниже уровня Ферми с основными пиками в районе 3–6 эВ. В остальных энергетических интервалах имеется сильное примешивание протяженных $5s$ - и $5p$ -состояний олова. Плотность $6s$ - и $6p$ -состояний платины невысока и распределена равномерно по широкой области энергий. Все перечисленные электронные состояния образуют широкую полосу состояний от -12 эВ до 13 эВ. В качестве особенности, характерной для всех парциальных плотностей электронных состояний, отметим небольшой провал в районе уровня Ферми. Естественно, этот провал имеется и на кривой полной плотности состояний. Рассчитанные кривые дисперсии зон в обратном пространстве (рис. 8) получены в хорошем согласии с предыдущими расчетами и экспериментальными данными по эффекту де Гааза–ван Альфена [35]. В целом рассчитанная электронная структура PtSn₄ показала присутствие достаточно большого числа электронных ($Sn\ 5p$, $Sn\ 5s$, $Pt\ 5d$) состояний на уровне Ферми, который соответствует нулевой энергии на рис. 8, что согласуется с оптическими свойствами монокристалла PtSn₄.

Исходя из такой картины плотности состояний, межзонные переходы возможны между гибридованными d -состояниями Pt и ожидаются практически с нулевой энергии вплоть до границы исследованного интервала в ультрафиолетовой области спектра. Однако интенсивность межзонного поглощения слабая из-за ограниченного фазового объема для электронных возбуждений. Выходящие на уровень Ферми s -, p -состояния Sn и Pt обеспечивают металлический характер проводимости.

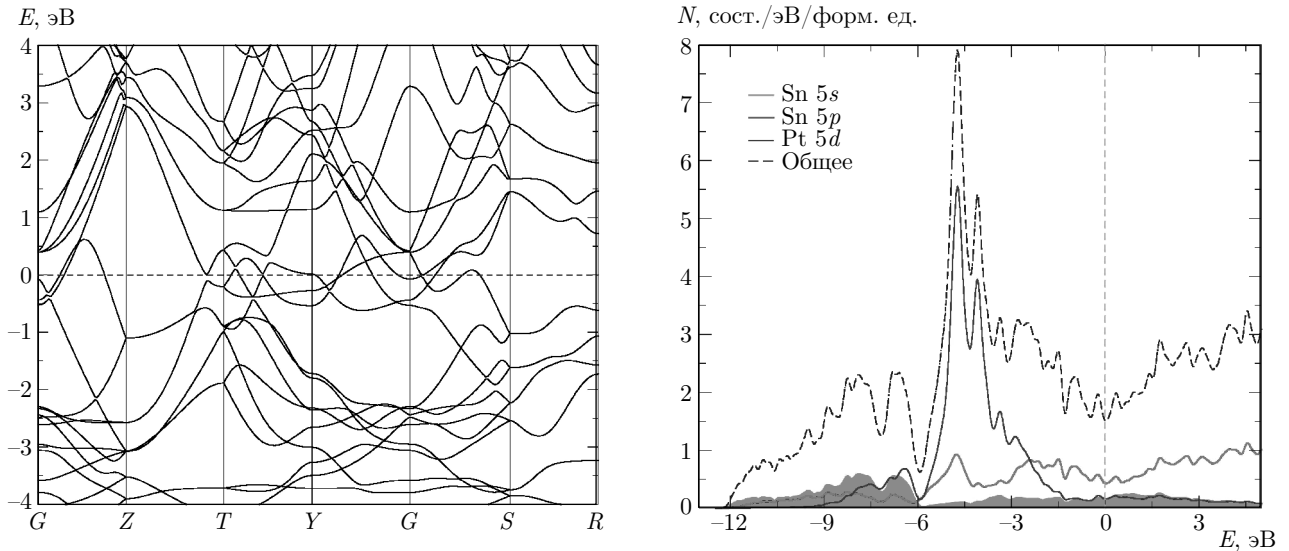


Рис. 8. Зонный спектр $E(k)$ и кривые плотности электронных состояний $N(E)$

4. ВЫВОДЫ

Проведенные исследования электронных транспортных и оптических свойств монокристалла PtSn_4 , а также теоретические расчеты электронной структуры данного соединения позволяют сделать следующие выводы.

1. Показано, что остаточное сопротивление достаточно мало и составляет $\rho_0 = 0.47$ мкОм·см, что характерно для «хорошего» металла, а зависимость $\rho(T)$ имеет металлический характер, монотонно возрастающая с температурой.

2. В поле 100 кЭ магнитосопротивление достигает величины около 750% при $T = 4.2$ К, монотонно уменьшаясь с температурой. При этом в поле 100 кЭ на температурной зависимости сопротивления $\rho_{xx}(T)$ появляется минимум при $T = 18$ К. Анализ температурных зависимостей магнитосопротивления позволяет судить о том, что поверхность Ферми соединения PtSn_4 может содержать замкнутые листы.

3. Исследования эффекта Холла и сделанные оценки в рамках однозонной модели позволили заключить, что преобладающим типом носителей тока являются дырки с концентрацией $n = 6.8 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$ и подвижностью $\mu \approx 1950$ см 2 /В·с при $T = 4.2$ К.

4. Показано, что оптические свойства PtSn_4 имеют особенности, характерные для «плохих» металлов. В ИК-области спектра на фоне друдевского подъема оптической проводимости наблюдаются пики межзонного поглощения, свидетельствующие о наличии низкоэнергетических щелей в зон-

ном спектре соединения. В видимой и УФ-областях спектра формируется полоса поглощения, обусловленная межзонными переходами электронов.

5. Расчеты электронной зонной структуры продемонстрировали, что полная плотность электронных состояний вблизи уровня Ферми состоит как из значительного вклада электронных $5p$ -состояний Sn, так и из электронных $5s$ -состояний Sn и $5d$ -состояний Pt. В целом, полученная электронная структура соединения PtSn_4 имеет вид, характерный для металлических систем с достаточно большим числом электронных состояний на уровне Ферми, что согласуется с экспериментальными результатами по электронным транспортным и оптическим свойствам монокристалла PtSn_4 .

Таким образом, перечисленные выше свойства одновременно «хорошего» (малая величина остаточного сопротивления, металлический тип проводимости и большое магнитосопротивление) и «плохого» (малая концентрация носителей заряда) металла, по-видимому, являются проявлением свойств топологического полуметалла.

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Спин», № АААА-А18-118020290104-2 и «Электрон», АААА-А18-118020190098-5) при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-52-52008) и Правительства Российской Федерации (постановление № 211, контракт № 02.А03.21.0006).

Работа подготовлена по итогам XXXVIII Совещания по физике низких температур (НТ-38).

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi et al., *Nat. Phys.* **5**, 438 (2009).
2. S.-Y. Xu, I. Belopolski, N. Alidoust et al., *Science* **349**, 613 (2015).
3. Z. K. Liu, L. X. Yang, Y. Sun et al., *Nat. Mat.* **15**, 27 (2016).
4. Г. Е. Воловик, *УФН* **188**, 95 (2018).
5. S.-Y. Xu, N. Alidoust, I. Belopolski et al., *Nat. Phys.* **11**, 748 (2015).
6. L. He, X. Kou, and K. L. Wang, *Phys. Stat. Sol. RRL* **7**, 50 (2013).
7. X.-L. Qi and S.-C. Zhang, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057 (2011).
8. J. Tang, L. T. Chang, X. Kou et al., *Nano Lett.* **14**, 5423 (2014).
9. Y. Ando, T. Hamasaki, T. Kurokawa et al., *Nano Lett.* **14**, 6226 (2014).
10. Y. H. Liu, C. W. Chong, J. L. Jheng et al., *Appl. Phys. Lett.* **107**, 12106 (2015).
11. Y. H. Liu, C. W. Chong, W. Chen et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **56**, 070311 (2017).
12. X. Wan, A. M. Turner, A. Vishwanath et al., *Phys. Rev. B* **83**, 205101 (2011).
13. A. A. Burkov and L. Balents, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 127205 (2011).
14. A. A. Burkov, M. D. Hook, and L. Balents, *Phys. Rev. B* **84**, 235126 (2011).
15. G. B. Halász and L. Balents, *Phys. Rev. B* **85**, 035103 (2012).
16. З. З. Алисултанов, *ЖЭТФ* **152**, 986 (2017).
17. B. Q. Lv, N. Xu, H. M. Weng et al., *Nat. Phys.* **11**, 724 (2015).
18. L. Huang, T. M. McCormick, M. Ochi et al., *Nat. Mat.* **15**, 1155 (2016).
19. P. Li, Y. Wen, X. He, Q. Zhang et al., *Nat. Commun.* **8**, 2150 (2017).
20. I. Belopolski, D. S. Sanchez, Y. Ishida et al., *Nat. Commun.* **7**, 13643 (2016).
21. Л. А. Чернозатонский, А. А. Артюх, *УФН* **188**, 3 (2018).
22. Y. Wu, L.-L. Wang, E. Mun et al., *Nat. Phys.* **12**, 667 (2016).
23. C. Fu, T. Scaffidi, J. Waissman et al., arXiv:1802.094.
24. C. Q. Xu, W. Zhou, R. Sankar et al., *Phys. Rev. Mater.* **1**, 064201 (2017).
25. V. V. Marchenkov, A. N. Domozhirova, A. A. Semionnikova et al., Accepted for publication in *J. Phys.: Conf. Ser.*, Vol. 1199 (2019).
26. В. В. Марченков, А. Н. Доможирова, А. А. Махнев и др., *ФНТ* **45**, 278 (2019).
27. E. Mun, H. Ko, G. J. Miller et al., *Phys. Rev. B* **85**, 035135 (2012).
28. V. V. Marchenkov, A. N. Cherepanov, V. E. Startsev et al., *J. Low Temp. Phys.* **98**, 425 (1995).
29. V. V. Marchenkov, H. W. Weber, A. N. Cherepanov et al., *J. Low Temp. Phys.* **102**, 133 (1996).
30. P. Giannozzi, S. Baroni, N. Bonini et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 395502 (2009).
31. N. H. Jo, Y. Wu, L.-L. Wang et al., *Phys. Rev. B* **96**, 165145 (2017).
32. И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М. И. Каганов, *Электронная теория металлов*, Наука, Москва (1971).
33. А. В. Соколов, *Оптические свойства металлов*, Физматгиз, Москва (1961).
34. А. А. Махнев, Л. В. Номерованная, Т. В. Кузнецова и др., *Опт. спектр.* **121**, 395 (2016).
35. T. Yara, M. Kakihana, K. Nishimura et al., *Physica B: Phys. Cond. Matter* **536**, 625 (2018).