

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования «Национальный
исследовательский технологический университет «МИСИС»

Морочо Амбойя Александер Альфредо

**Изучение волн зарядовой плотности в полителлуридах
редкоземельных металлов**

Специальность 1.3.8 —
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: д. ф.-м. н.
Григорьев Павел Дмитриевич

Москва — 2026

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Волны зарядовой плотности (ВЗП, CDW) представляют собой электронную нестабильность металлического состояния, обычно наблюдаемую в низкоразмерных материалах с сильно анизотропной электронной структурой [1]. В металлах электронная плотность, как правило, является однородной, а равновесные положения ионов формируют идеально периодическую кристаллическую решётку. Однако при понижении температуры поверхность Ферми металла может становиться нестабильной ниже некоторой критической температуры перехода в состояние ВЗП T_{CDW} (температура Пайерлса). В ряде металлов такая нестабильность поверхности Ферми приводит к перераспределению электронной плотности и формированию периодической пространственной модуляции заряда. Подобная модуляция электронной плотности называется волной зарядовой плотности.

Состояние ВЗП связано со сложной физикой коллективных взаимодействий и часто конкурирует с другими упорядоченными состояниями, такими как магнитное упорядочение [2; 3], сверхпроводимость [2–6], а также недавно предложенный механизм антипересечения зон (anticrossing) [7]. Основное состояние с волной зарядовой плотности в частности наблюдается в квазидвумерных слоистых материалах, состоящих из проводящих плоскостей со сравнительно слабым взаимодействием между ними. Среди таких систем можно выделить высокотемпературные сверхпроводящие купраты [8], интеркалированные графитовые соединения [9; 10], а также халькогениды переходных [11–13] и редкоземельных элементов [14; 15].

Халькогениды редкоземельных элементов обладают богатым химическим составом и широким спектром необычных физических свойств [16–21]. Среди халькогенидов теллуриды обычно отличаются от сульфидов и селенидов кристаллической и электронной структурами, а также физическими свойствами, что обусловлено более делокализованной природой валентных орбиталей теллура [22]. В настоящее время полителлуриды редкоземельных элементов $R\text{Te}_n$ (R — ион редкоземельного элемента, $n = 2, 3, 4$) привлекают значительное внимание благодаря таким необычным свойствам, как волны зарядовой плотности [15; 23–25], сверхпроводимость [26–28] и магнитосопротивление [29–31].

Полителлуриды редкоземельных элементов демонстрируют собой низкоразмерные системы, состоящие из гофрированных слоев $R\text{Te}$, разделённых однослойными и/или двухслойными плоскостями Te [32; 33]. Системы $R\text{Te}_n$ представляют особый интерес для изучения конкурирующих типов электронного упорядочения. Несмотря на относительную структурную простоту Te -плоскостей, характерных для серии $R\text{Te}_n$ и несущих практически двумерные проводящие электроны, фазовая диаграмма и физические свойства этих материалов оказываются весьма богатыми.

Температуру перехода в состояние волны зарядовой плотности и физические свойства семейства $R\text{Te}_n$ можно точно настраивать путём выбора различных лантаноидных элементов, таких как $R = \text{La}, \text{Ce}, \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Gd}, \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Ho}, \text{Er}$ и Tm [15; 34–36]. Параметры решётки монотонно изменяются с изменением атомного номера элемента R , что приводит к систематическому изменению целого ряда свойств системы: анизотропии в плоскости слоёв, векторов ВЗП, температур ВЗП-переходов и даже стабильности в атмосфере. Эти закономерности настолько устойчивы, что управление фазами ВЗП возможно без введения дефектов в систему; благодаря этому квантовые осцилляции могут наблюдаться вплоть до слабых магнитных полей для всех представителей ряда R [37]. Таким образом, замена редкоземельного атома на более лёгкий или более тяжёлый аналог фактически эквивалентна созданию так называемого химического давления в системе и позволяет тонко настраивать свойства соединений $R\text{Te}_n$, включая параметры состояния волны зарядовой плотности.

Поскольку состояние ВЗП в системах $R\text{Te}_n$ в основном определяется вложением (нестингом) поверхности Ферми (ПФ), оно особенно чувствительно к изменениям электронной структуры, вызванным давлением (гидростатическим давлением, химическим давлением или одно- и двухосным напряжением) [23; 26; 27]. При этом большинство соединений остаются металлическими даже в состоянии ВЗП из-за несовершенного вложения ПФ [38; 39]. Механизм вложения ПФ заключается в том, что один участок поверхности Ферми может совпадать с другим после трансляции на волновой вектор Q_{CDW} , что приводит к перераспределению электронной плотности в новом периодическом поле и открытию энергетической щели на ПФ [40]. Однако в двумерных (2D) и трёхмерных (3D) системах практически не реализуется идеальное вложение поверхности Ферми, поэтому такие системы могут оставаться металлическими в состоянии ВЗП, как это наблюдается в соединениях $R\text{Te}_n$ [38; 39].

Несовершенное вложение ПФ приводит к частичному открытию энергетической щели и реконструкции поверхности Ферми, в результате чего сохраняются остаточные электронные карманы. Именно поэтому системы $R\text{Te}_3$ сохраняют металлическое поведение вплоть до низких температур [39; 41]. Исследования системы $R\text{Te}_3$ включают измерения электрического сопротивления и магнитной восприимчивости вдоль двух кристаллографических осей при различных температурах [42], а также изучение температурной зависимости удельной теплоёмкости [43]. В работе [43] сообщается об анизотропии магнитной восприимчивости и наличии аномалий как в магнитной восприимчивости, так и в удельном сопротивлении. Интересной особенностью этих систем является то, что некоторые из них обладают ограниченной устойчивостью к воздействию окружающей среды, однако свойства состояния ВЗП при этом остаются неизменными [14; 44]. Таким образом, соединения полителлуридов редкоземельных элементов

$R\text{Te}_n$ обеспечивают не только относительно простую электронную структуру для более глубокого понимания состояния ВЗП, но и уникальную возможность управлять их электрическими транспортными свойствами с помощью внешних воздействий.

Редкоземельные полителлуриды $R\text{Te}_n$ можно разделить на несколько классов соединений, характеризующихся определённым распределением теллуровых слоёв Te [45; 46]. Несмотря на то, что соединения $R\text{Te}_2$ и $R\text{Te}_3$ кристаллизуются соответственно в антиструктуре Cu_2Sb и структуре NdTe_3 , они имеют общую базовую кристаллическую архитектуру с $R\text{Te}_4$, состоящую из чередующихся слоёв тетрагональных плоскостей Te .

На первый взгляд может показаться, что эти системы должны обладать сходными характеристиками, однако в действительности это далеко не так. В соединениях с $n = 2$ и 3 редкоземельный элемент R обычно находится в трёхвалентном состоянии, отдавая системе три электрона. Эти электроны полностью заполняют p -орбитали Te в слоях $R\text{Te}$, но лишь частично заполняют p -орбитали Te в плоских слоях Te . Напротив, в соединениях $R\text{Te}_4$ редкоземельный элемент R находится в двухвалентном состоянии и не передаёт электроны плоскостям Te , вследствие чего они остаются номинально нейтральными [47].

Проводящие свойства соединений $R\text{Te}_3$, а также фазовые переходы, связанные с образованием волн зарядовой плотности, подробно обсуждаются в работах [45; 48]. Фундаментальной особенностью этих систем является существование однонаправленной волны зарядовой плотности и выраженной анизотропии электрического сопротивления между направлением вдоль оси b и плоскостью (a, c) [14; 45] при температурах ниже температуры перехода Пайерлса T_{CDW1} . Известно, что в системах $R\text{Te}_3$ с более тяжёлыми редкоземельными элементами ($R = \text{Dy}, \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}$, например) при более низких температурах $T_{\text{CDW2}} \leq T_{\text{CDW1}}$ возникает вторая волна зарядовой плотности с волновым вектором Q_{CDW2} , перпендикулярным первому волновому вектору Q_{CDW1} ($Q_{\text{CDW1}} \perp Q_{\text{CDW2}}$) [23]. Напротив, температура перехода ВЗП в EuTe_4 до сих пор остаётся предметом дискуссий. Хотя первоначально по результатам измерений электрического сопротивления она оценивалась примерно в 255 К [25], недавние исследования с использованием фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР, ARPES) и рентгеновской дифракции показали, что переход ВЗП происходит при значительно более высокой температуре — выше 400 К [47; 49]. Удивительные результаты, представленные в работе [49], демонстрируют, что щель ВЗП в EuTe_4 обладает сильной импульсной и температурной зависимостью. Более того, щель ВЗП в этой системе сохраняется даже при комнатной температуре и демонстрирует немонотонную температурную зависимость, что заметно отклоняется от предсказаний традиционной теории ВЗП.

Необходимо отметить, что, хотя со времени обнаружения второго перехода ВЗП в TbTe_3 с помощью высокоразрешающей синхротронной рентгеновской дифракции при температурах ниже $T_{\text{CDW}2} = 41 \text{ K}$ прошло уже более десяти лет [50], природа второго перехода ВЗП в GdTe_3 до сих пор остаётся не до конца понятной. Ситуация усложняется тем, что помимо ранее обнаруженных двух взаимно перпендикулярных волн зарядовой плотности, исследования оптической проводимости [34] неожиданно выявили наличие третьего порядка ВЗП в системах RTe_3 , параметры которого систематически изменяются с увеличением атомного радиуса редкоземельного элемента R. С другой стороны, некоторые соединения RTe_3 демонстрируют выраженный температурный гистерезис вблизи второго перехода Пайерлса, как показано в работе [7].

Недавние исследования соединений RTe_4 [25; 47] выявили полупроводниковое поведение при низкой концентрации носителей заряда. Это хорошо согласуется с детальными измерениями фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением, представленными в работе [49], где было показано, что большая анизотропная щель ВЗП полностью открывается по всей поверхности Ферми. В результате спектральный вес вблизи уровня Ферми E_F практически отсутствует, что и приводит к проявлению полупроводниковых свойств. Кроме того, семейство соединений RTe_4 может быть расширено до более сложных слоистых соединений типа AMRTe_4 ($A = \text{K}, \text{Na}$; $M = \text{Cu}, \text{Ag}$; $R = \text{La}, \text{Ce}$) [51]. Эти соединения обладают слоистой кристаллической структурой, состоящей из двух типов слоёв: полупроводниковых слоёв $[\text{NaCuTe}]$ и металлических слоёв RTe . Такие сложные структуры демонстрируют новые типы модуляций ВЗП, отличающиеся от тех, которые наблюдаются в бинарных соединениях серии RTe_3 .

В работе [52] исследовано влияние одноосного напряжения в плоскости на однонаправленные состояния волны зарядовой плотности в ErTe_3 и TmTe_3 с использованием как эласторезистивных, так и эластокалорических методов. Однако отсутствие прямых измерений параметров решётки соединений RTe_3 затрудняет применение каких-либо корректных количественных поправок. Более полная информация представлена в работе [53], где двухосное растягивающее напряжение в плоскости используется для независимого контроля деформации и измерения удельного сопротивления вдоль главных кристаллографических осей.

В работах [25; 47] сообщается о необычном типе метастабильности в слоистом соединении RTe_4 , где наблюдается аномальный гистерезис, охватывающий температурный диапазон более 400 K. В отличие от большинства систем с волнами зарядовой плотности, этот гистерезис проявляется без заметного изменения волнового вектора модуляции. Измерения температурной зависимости электрического сопротивления и дифференциальной сканирующей калориметрии, выполненные на большом количестве кристаллов, указывают на фазовый переход первого рода

при температуре около ~ 255 К, который расположен внутри самой петли гистерезиса [47]. В работе [54] проанализированы возможные причины температурного гистерезиса холловской и диагональной компонент тензора удельного сопротивления в системах RTe_3 и RTe_4 соответственно. В обоих случаях ширина гистерезиса превышает 100 К.

Тайны, скрытые в этих материалах, становятся ещё более очевидными при детальном анализе результатов экспериментов ФЭСУР и магнитных квантовых осцилляций (МКО). Недавнее обнаружение медленных осцилляций в системах RTe_3 вызвало дискуссию об их возможной природе: присутствие этих низкочастотных осцилляций объяснялось либо двухслойным расщеплением электронного спектра, либо реконструкцией поверхности Ферми, вызванной формированием волн зарядовой плотности [55]. При этом возможная связь между состоянием ВЗП и медленными осцилляциями остаётся недостаточно изученной. Это связано, в частности, с отсутствием прямых измерений размеров остаточных электронных карманов с помощью ФЭСУР для соединений RTe_3 . Кроме того, из-за ограниченного разрешения ФЭСУР границы поверхности Ферми часто оказываются размытыми, что затрудняет однозначное определение электронных карманов, возникающих после второго перехода ВЗП, как можно видеть, например, в работе [56].

Методы ФЭСУР и МКО являются одними из основных экспериментальных инструментов для исследования электронной структуры твёрдых тел, поскольку позволяют эффективно визуализировать фазовое пространство энергии и импульса электронов и часто дополняют друг друга. Однако их результаты не всегда оказываются согласованными, а исследования квазидвумерных соединений нередко выявляют противоречия между данными, полученными методами ФЭСУР и квантовых осцилляций. Хотя в работе [57] была предпринята попытка согласовать результаты экспериментов МКО и ФЭСУР для систем RTe_3 , обнаруженные чрезвычайно малые электронные карманы с предполагаемым размером всего 0.1–0.16% площади зоны Бриллюэна (ЗБ) не могут объяснить весь спектр гармоник, наблюдаемых в диапазоне частот 0–120 Тл после второго перехода ВЗП [30; 37; 55; 58]. Подобная проблема возникает и в ряде других материалов. Например, в купратных сверхпроводниках YBCO данные ФЭСУР указывают на реконструкцию поверхности Ферми с образованием замкнутых карманов площадью около 6% зоны Бриллюэна [59; 60], тогда как анализ квантовых осцилляций даёт значительно меньшую величину — около 2% площади зоны Бриллюэна [61–70]. Таким образом, между результатами ФЭСУР и МКО по-прежнему сохраняется заметное несоответствие. Ещё одно важное наблюдение в этих системах было сделано сравнительно недавно, когда соединения RTe_3 рассматривались как возможные кандидаты для исследования увеличения эффективной массы носителей заряда вблизи

квантовой критической точки, связанной с переходом ВЗП [37]. Однако, вопреки ожиданиям, никаких признаков существенного роста эффективной массы, связанного с остаточными электронными карманами при приближении ко второму переходу ВЗП, обнаружено не было.

Таким образом, возникает парадоксальная ситуация: два из наиболее мощных экспериментальных методов исследования электронной структуры материалов — ФЭСУР и квантовые осцилляции — приводят скорее к появлению новых вопросов, чем к окончательным ответам. Очевидно, что либо существующие эксперименты всё ещё недостаточно точны, либо в этих системах реализуются физические механизмы, которые пока остаются недостаточно понятыми.

Целью исследования является выявление и теоретическое описание механизмов формирования волн зарядовой плотности и электронной структуры в состоянии с волной зарядовой плотности в полителлуридах редкоземельных элементов RTe_n ($n = 3, 4$), включая влияние направленных деформаций, вклад теллуридных слоёв, реконструкцию поверхности Ферми и интерпретацию квантовых осцилляций на основе современных методов анализа электронной структуры.

Учитывая вышеупомянутые проблемы в области, для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Оценить изменение температуры ВЗП при двух- и одноосных деформациях в RTe_3 .
2. Оценить изменение поверхности Ферми при деформации в RTe_3 .
3. Оценить вклад слоёв теллурида в величину аномального температурного гистерезиса в RTe_4 .
4. Определить взаимосвязь и конкуренцию различных видов нестабильностей внутри аномального температурного гистерезиса в RTe_4 .
5. Определить размер остаточных электронных карманов в RTe_3 .
6. Объяснить появление различных гармоник медленных осцилляций в RTe_3 и отсутствие увеличения эффективной массы вблизи квантовой критической точки ВЗП.

Научная новизна: все результаты, представленные в данной работе, получены впервые. Основными новыми результатами являются:

1. Оценка вклада различных слоёв теллурида в величину аномального температурного гистерезиса в RTe_4 . Кроме того, в этих системах изучалось взаимодействие между ВЗП и антипересечением зон на поверхности Ферми.
2. Изучение теоретических основ различных видов деформации и их влияния на изменение температуры ВЗП в RTe_3 . В этих системах также исследовалось изменение поверхности Ферми при деформации.

3. Получение приближённой оценки размера остаточных электронных карманов после второго перехода ВЗП в $R\text{Te}_3$. Впервые предпринята попытка согласовать данные ФЭСУР и МКО с использованием методов обработки изображений для системы $R\text{Te}_3$.

Практическая значимость данной работы заключается в детальном исследовании ранее наблюдавшихся экзотических явлений в полителлуридах редкоземельных элементов $R\text{Te}_n$ ($n = 2, 3$). В настоящее время эти системы представляют значительный интерес для физики квазидвумерных материалов благодаря наличию волны зарядовой плотности и богатству связанных с ней коллективных электронных состояний. Системы $R\text{Te}_n$ ($n = 2, 3$) являются слоистыми материалами, демонстрирующими широкий диапазон температур перехода ВЗП и разнообразие квантовых свойств. Это делает их удобной модельной системой для исследования взаимодействия различных электронных нестабильностей металлического состояния, а также для изучения механизмов формирования коллективных состояний в низкоразмерных системах.

Высокая чувствительность систем $R\text{Te}_n$ к внешним воздействиям, таким как направленные деформации и магнитное поле, открывает возможности для контролируемого изменения их электронных свойств. Это делает полителлуриды редкоземельных элементов перспективной платформой для изучения новых квантовых эффектов и потенциальных приложений в квантовых технологиях следующего поколения. Возможность управления свойствами систем $R\text{Te}_n$ с помощью направленных деформаций и понимание механизмов их влияния представляют собой не только новую область исследований, но и открывают перспективы изучения других соединений, принадлежащих к семейству халькогенидов редкоземельных элементов. Также в данной работе рассматриваются методы обработки результатов ФЭСУР, направленные на поиск соответствия между данными ФЭСУР и МКО в квазидвумерных системах. Несмотря на ряд преимуществ метода ФЭСУР, получение точной двумерной карты зонной структуры в импульсном пространстве остаётся сложной задачей в этих системах. Поэтому в данной работе используются методы обработки изображений на основе данных ФЭСУР для более точного определения размеров остаточных электронных карманов в соединениях $R\text{Te}_3$. Представленные методы могут применяться и к другим квазидвумерным материалам, таким как высокотемпературные сверхпроводящие купраты.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. На основе вычисления электронной восприимчивости получены оценки изменения температуры перехода в волну зарядовой плотности (ВЗП). ВЗП изменяется в трителлуридах редкоземельных металлов при различных режимах направленных деформаций. При одно- и двухосных деформациях изменение поверхности Ферми может быть описано как линейная деформация в импульсном

пространстве. Температура ВЗП перехода изменяется в основном из-за сдвига волнового вектора ВЗП и соответствующего изменения силы взаимодействия, а не из-за влияния нестинга поверхности Ферми.

2. Температурный гистерезис проводимости в теллуридах редкоземельных металлов возникает из-за конкуренции ВЗП и антипересечения электронных зон, усиленного электрон-электронным взаимодействием. Полученные в рамках этой модели оценки ширины этого гистерезиса на основе вычисления электронной восприимчивости, с учетом изменения спектра электронов вызванного отталкиванием зон в области их пересечения на уровне Ферми, согласуются с экспериментом.
3. Вычислен вклад различных проводящих слоёв теллура и межслоевого взаимодействия в электронную восприимчивость и температуру ВЗП перехода в теллуридах редкоземельных металлов, в том числе комбинации моно- и бинарных слоёв теллура при различных температурах. Хорошее согласие с экспериментом по температурной ширине гистерезиса достигается только при учёте вклада комбинации моно- и бислойных p -орбиталей Те в электронную восприимчивость и антипересечения зон.
4. Вычислена площадь электронных карманов поверхности Ферми в теллуридах редкоземельных металлов на основе разработанного автором метода обработки данных фотоэмиссии электронов с угловым разрешением (ARPES). Полученные результаты согласуются с измерениями частоты магнитных квантовых осцилляций.

Достоверность полученных в диссертации результатов подтверждается следующими факторами. Результаты, достигнутые в рамках исследования направленных деформаций в теллуридных слоях, дополняются экспериментальными исследованиями одно- и двухосных деформаций. Настоящие результаты, касающиеся появления аномального температурного гистерезиса, согласуются с экспериментальными данными по сопротивлению в $R\text{Te}_4$. Предложенный новый метод определения размера остаточных электронных карманов в системе $R\text{Te}_3$ даёт результаты в диапазоне медленных квантовых колебаний и может быть использован для анализа мелких деталей поверхности Ферми во многих других соединениях, для которых доступны экспериментальные данные ФЭСУР и МКО. Это особенно важно для соединений с упорядочением волны зарядовой плотности или антиферромагнитным упорядочением с конечным волновым вектором Q , где перестройка поверхности Ферми, вызванная рассеянием электронов на Q , приводит к образованию небольших карманов на поверхности

Ферми. Предлагаемый метод обработки данных может способствовать достижению лучшего согласия между результатами ФЭСУР и МКО в таких квазидвумерных системах.

Апробация работы. Основные результаты, представленные в диссертации, докладывались на:

1. XXI Конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», 23.05.2024, Москва, Россия.
2. XVI Российской конференции по физике полупроводников, 07.10.2024 – 11.10.2024, Санкт-Петербург, Россия.
3. XXIX Симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», 10.03.2025 – 14.03.2025, Нижний Новгород, Россия.
4. 67-я Всероссийская научная конференция МФТИ, 30.03.2025, Москва, Россия.
5. Международная школа «Сложные системы и перспективные материалы», 30.06.2024 – 04.07.2024, Дубна, Россия.

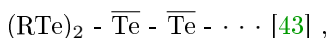
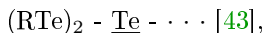
Личный вклад. Все новые теоретические и численные результаты, приведённые в данной диссертационной работе, получены лично автором, либо при его непосредственном участии.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 4 научных статьях [55; 71–73], которые изданы в журналах, рекомендованных ВАК и индексируемых Web of Science и Scopus.

Содержание работы

Введение начинается с обзора литературы, в котором обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, затем формулируется цель, ставятся задачи работы, излагаются научная новизна и практическая значимость представляемой работы, после чего формулируются основные положения, выносимые на защиту.

В **первой главе** приведён обзор фундаментальных положений и особенности полителлуридов редкоземельных элементов $R\text{Te}_n$ (R — ион редкоземельного элемента, $n = 2, 3$ и 4) и их взаимосвязь с электронной нестабильностью вольны зарядовой плотности. Эти системы представляют собой квазидвумерные системы, состоящие из гофрированных слоёв $R\text{Te}$, разделённых моно- и/или двухслойными плоскостями Te [32; 33]. Для $n = 2, 3$ и 4 схемы укладки, перпендикулярные плоскостям Te , имеют следующий вид:



(RTe) - $\overline{\text{Te}}$ - $\overline{\text{Te}}$ - (RTe) - $\underline{\text{Te}}$ - \dots [32],

Подчёркнутые и надчёркнутые символы обозначают атомы Te в монослоях и бислоях соответственно, а "...” означает, что последовательность слоёв перед точками повторяется.

Слоистая кристаллическая структура этих материалов позволяет с высокой точностью изучать их электронную структуру с помощью различных экспериментальных методов. Измерения, проведённые методами рентгеновской дифракции [23; 50; 74], просвечивающей электронной микроскопии [75] и спектроскопии фотоэлектронной эмиссии с угловым разрешением [47; 75] на соединениях RTe_n, продемонстрировали наличие несоизмеримых и соизмеримых искажений ВЗП в квадратных слоях Te. Эти искажения можно объяснить в рамках теории нестинга поверхности Ферми.

Волны зарядовой плотности представляют собой электронные неустойчивости, часто наблюдаемые в низкоразмерных материалах, обладающих сильно анизотропной электронной структурой. Квазидвумерные бинарные полителлуриды редкоземельных элементов RTe_n являются хорошо известными системами с состояниями ВЗП, обусловленными нестиномг поверхности Ферми (ПФ) [34; 38; 39]. Переход с образованием волны зарядовой плотности возникает вследствие неустойчивости металлического состояния и приводит к открытию щели на уровне Ферми E_F , что вызывает уменьшение электронной энергии системы [76; 77].

Это приводит к расходимости восприимчивости Линдхарда $\chi(Q)$ при понижении температуры. В присутствие электрон-фононного или электрон-электронного (эл-эл) взаимодействия $U(Q)$ на этом волновом векторе, когда произведение

$$U(Q)\chi(T, Q) = 1, \quad (1)$$

металлическое состояние неустойчиво и образуется ВЗП [1].

Ниже критической температуры T_{CDW1} соединения RTe₃ демонстрируют однонаправленное несоизмеримое состояние ВЗП, характеризующееся единственным волновым вектором в плоскости Te приблизительно $Q_{\text{CDW1}} \approx (2/7)c^*$. Однако более тяжелые ионы редкоземельных элементов в соединениях RTe₃ (R = Dy, Ho, Er, Tm и Tb) претерпевают второй переход ВЗП при более низких температурах T_{CDW2} . Этот переход приводит к установлению состояния ВЗП вдоль оси a $Q_{\text{CDW2}} \approx (1/3)a^*$, которое сосуществует с ВЗП вдоль оси c (см. рис. 1) [23].

Как видно на рис. 1, переход в состояние ВЗП сопровождается появлением остаточных электронных карманов, которые могут быть проанализированы совместно с измерениями МКО [57; 78]. Однако после второго перехода в состояние ВЗП такой анализ существенно затрудняется из-за появления дополнительных гармоник [37; 55] в области медленных

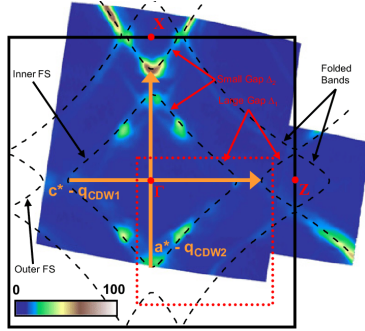


Рисунок 1 — ПФ ErTe_3 определена с помощью ФЭСУР при 10 Т [56]

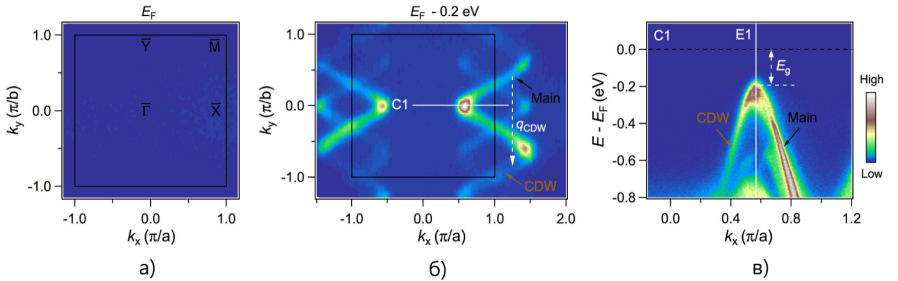


Рисунок 2 — Несоизмеримая ВЗП в EuTe_4 . (а) Поверхности Ферми при комнатной температуре, не показывающая контраста интенсивности. (б) Контур постоянной энергии ФЭСУР на 0.2 эВ ниже E_F , измеренный при $T = 20$ К. (в) Дисперсия зон при 55 К, соответствующая срезу C1 [47].

осцилляций, а также вследствие малого размера карманов во второй фазе ВЗП (см. рис. 1).

В отличие от трехвалентных соединений редкоземельных элементов, которые проявляют металлическое поведение ниже перехода Пайерлса с более высокими концентрациями носителей заряда [45; 79; 80], недавние исследования EuTe_4 [25; 75] выявили полупроводниковые свойства с низкими концентрациями носителей заряда. Эти результаты согласуются с детальными измерениями ФЭСУР, проведенными в работах [47; 49], в которых было установлено, что большая анизотропная щель ВЗП полностью открыта на всей ПФ (см. рис. 2). Отсутствие электронов проводимости вблизи E_F объясняет полупроводниковые свойства этих материалов.

вторая глава посвящена изучению направленной деформации в системах RTe_3 . Теоретическое описание полосчатых структур в квазидвумерных теллуридах редкоземельных элементов было предложено в работе [81], тогда как их экспериментальное наблюдение представлено в [82; 83].

В соединениях $R\text{Te}_3$ с тяжёлыми редкоземельными элементами реализуется двунаправленный порядок ВЗП, который может быть интерпретирован как суперпозиция двух зарядовых модуляций с взаимно перпендикулярными волновыми векторами, направленными вдоль кристаллографических осей x и y . Однако такое двунаправленное состояние может конкурировать с однонаправленными полосчатыми фазами при одноосных деформациях. Это связано с тем, что двунаправленная ВЗП оказывается чрезвычайно чувствительной к объёму решётки, который определяется типом редкоземельного элемента R . При уменьшении ионного радиуса или повышении температуры двунаправленная ВЗП, как правило, уступает место однонаправленной ВЗП [23; 84].

Это ставит принципиально важный вопрос о том, каким образом различные режимы деформации влияют на температуру перехода ВЗП и могут ли они индуцировать двунаправленный порядок в наиболее лёгких представителях серии $R\text{Te}_3$. Таким образом, соединения $R\text{Te}_3$ представляют собой удобные модельные системы для изучения влияния направленной деформации на ВЗП, поскольку температурой перехода и свойствами состояния ВЗП можно управлять, варьируя параметры решетки в плоскости слоев Te посредством химического давления и внешнего давления [23; 26; 27].

Внутрислойная (in-plane) электронная дисперсия плоскостей Te хорошо описывается двумерной моделью сильной связи (СС), которая учитывает только две взаимно перпендикулярные цепочки p_x и p_y -орбиталей с амплитудами перескока t_{\parallel} и t_{\perp} , параллельными и перпендикулярными направлению рассматриваемой цепочки соответственно. В рамках этой модели электронные дисперсии имеют следующий вид:

$$\epsilon_{1,2}(k_x, k_y) = \begin{aligned} & -2t_{\parallel} \cos[(k_x \pm k_y)a/2] \\ & -2t_{\perp} \cos[(k_x \mp k_y)a/2] \end{aligned} \quad (2)$$

Одноосные и двухосные возмущения представляют собой новую особенность — возможность переключения ориентации волны зарядовой плотности с оси a на ось c . Однонаправленные состояния ВЗП нарушают как трансляционную, так и вращательную симметрию, а семейство $R\text{Te}_3$ является перспективной модельной системой для изучения взаимодействия деформации и ВЗП, поскольку изменения межатомных расстояний оказывают прямое влияние на электрические свойства материалов. Следовательно, равновесное соотношение параметров решётки $a \approx c$ смещается под действием одноосного напряжения вдоль одной из главных плоскостных осей $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y)$ (см. рис. 2), что влияет на электрические характеристики и может приводить к переходам ВЗП [52; 53].

Поскольку состояние ВЗП в основном обусловлено слоями Te , при деформации решётки таким образом, что $a > c$, направление ВЗП может

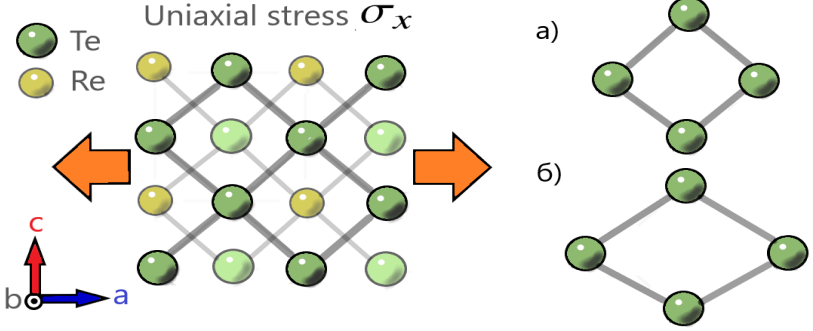


Рисунок 3 — Кристаллическая структура, рассматриваемая вдоль оси b , перпендикулярной плоскости образца. Растягивающее напряжение вдоль оси x может обратить исходную орторомбическую деформацию ($a \approx 0.999c$).

измениться, даже если симметрия плоскости скольжения остаётся неизменной. Такое изменение направления ВЗП недавно было продемонстрировано в работе [52; 53] и является дополнительным доказательством тесной связи между направлением упорядочения ВЗП и орторомбичностью решётки. Кроме того, различие между параметрами решётки вдоль двух осей указывает на то, что первый переход ВЗП T_{CDW1} всегда происходит вдоль оси c

Соотношения между деформацией и смещением в направлениях a и c определяют изменение постоянных решетки в деформированном состоянии:

$$\delta a = \varepsilon_1 a, \delta c = \varepsilon_2 c. \quad (3)$$

Деформация, определяемая через бесконечно малые компоненты смещения относительно точки равновесия [85], может быть использована для оценки влияния одноосного и двухосного напряжения на соединения $R\text{Te}_3$. Введение компонентов деформации не изменяет электронную дисперсию, описываемую уравнением (2), которая сохраняет ту же форму и в деформированном состоянии:

$$\epsilon'_{1,2}(k_x, k_y) = -2t_{\parallel} \cos \left[\frac{a(k_x \varepsilon'_1) \pm c(k_y \varepsilon'_2)}{2} \right] - 2t_{\perp} \cos \left[\frac{a(k_x \varepsilon'_1) \mp c(k_y \varepsilon'_2)}{2} \right]. \quad (4)$$

Известно, что низкоразмерные электронные системы очень восприимчивы к неустойчивости Пайерлса, приводящей к образованию состояния волны зарядовой плотности, обусловленного электрон-фононным и электрон-электронным взаимодействием [1]. Возникновение искажения решётки обычно приводит к снижению электронной энергии системы, и когда это

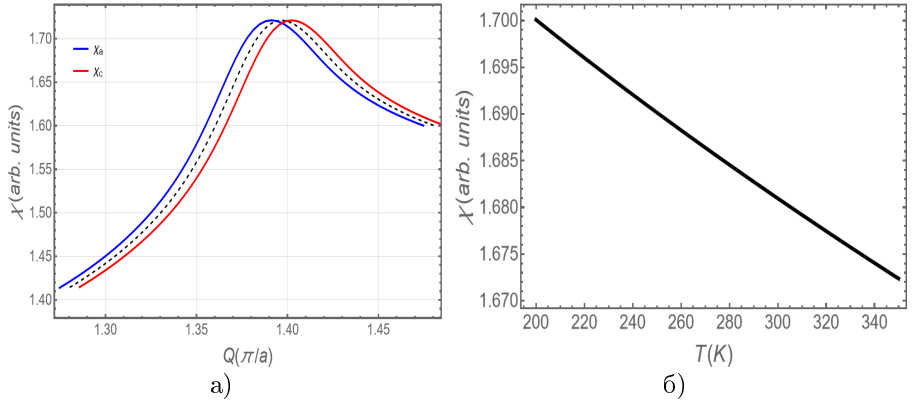


Рисунок 4 — (а) Восприимчивость Линдхарда χ как функция волнового вектора Q при равноосной деформации. (б) Температурная зависимость максимальной суммарной магнитной восприимчивости в ненапряженном состоянии. Чёрная пунктирная линия соответствует восприимчивости в недеформированном состоянии.

снижение превышает увеличение энергии упругой деформации решётки, происходит переход Пайерлса [86]. Температура перехода ВЗП определяется условием, задаваемым уравнением (1) [1].

Восприимчивость Линдхарда χ задаётся выражением:

$$\chi(Q) = \sum_{\alpha, \alpha'} \int \frac{4d^d k}{(2\pi)^d} \frac{n_F(E_{k, \alpha}) - n_F(E_{k+Q, \alpha'})}{E_{k+Q, \alpha'} - E_{k, \alpha}}, \quad (5)$$

где n_F — функция распределения Ферми–Дирака, α и α' обозначают подзоны, $d = 2$ — размерность пространства, а $E_{k, \alpha}$ отличается от ур. (4) только вблизи точек пересечения двух зон в импульсном пространстве [7].

Чтобы продемонстрировать, что равноосное деформированное состояние не влияет на симметрию восприимчивости Линдхарда относительно осей x и y , мы вычисляем восприимчивость, используя уравнение (5), вдоль обоих перпендикулярных направлений при $|\varepsilon_x| = |\varepsilon_y| = 0.4\%$ (см. рис. 4а). Результаты показывают одинаковое смещение максимума от положения равновесия (пунктирная кривая). Следовательно, можно предположить, что основное различие в температуре перехода ВЗП не связано с различием в волновых векторах ($Qa \neq Qc$).

Для определения основной причины изменения температуры перехода в RTe_3 при равноосной деформации мы выполняем преобразование Фурье экранированного кулоновского потенциала U , как подробно описано в работе [53]:

$$U(Q_a) = 4e^2 / (Q_a^2 + \zeta^2). \quad (6)$$

Здесь связь $U(Q)$ возникает в основном за счёт электрон-электронного кулоновского взаимодействия, экранируемого проводящими электронами: $U(r) = e^2 \exp(-\zeta r) / r$, где $\zeta = \sqrt{4\pi e^2 \rho_F}$ — обратный радиус дебаевского экранирования, а ρ_F — плотность состояний на уровне Ферми. Уравнение (6) показывает, что увеличение постоянной решётки a усиливает взаимодействие ВЗП $U(Q_a)$. Например, в условиях равноосной деформации, увеличение постоянной решётки на 0.1%, обозначаемое как $\delta a = 0.001a$, приводит к уменьшению волнового вектора Qa на $\delta Qa/Qa = 0.1\%$ и, соответственно, к увеличению U на $\delta U/U \approx 0.1\%$, поскольку $\zeta \ll Q_a$.

Учитывая, что электронная проводимость в соединениях RTe_3 в основном определяется слоями Te , электронную структуру можно анализировать в рамках двумерной структуры Te . Следовательно, любое несимметричное изменение в слоях Te будет напрямую влиять на площадь поверхности Ферми. Это означает, что при равноосной деформации площадь ПФ остается неизменной, тогда как в двухосном/одноосном деформированном состоянии изменение ПФ можно оценить как линейное изменение в пространстве импульсов:

$$\frac{\delta A_F}{A_F} = \frac{\delta k}{k}, \quad (7)$$

что приводит к следующей поправке к уровню Ферми:

$$E'_F = E_F \left(1 \pm \left(\frac{k - k'}{k} \right) \right). \quad (8)$$

Согласно уравнению (1), изменение температуры перехода можно определить по наклону температурной зависимости восприимчивости, показанной на рис. 46. Для недеформированного состояния это даёт следующее приближение:

$$\eta = \frac{d[\ln \chi(T, Q)]}{dT} = \chi^{-1} \frac{d\chi}{dT} \approx -1.1 \cdot 10^{-4}. \quad (9)$$

Следовательно, увеличение эл–эл взаимодействия $U(Q_a)$ на $\delta U(Q_a)$ повышает переход ВЗП на δT_{CDW} следующим образом:

$$\delta T_{\text{CDW}} = \frac{\delta U}{\eta U(Q)}. \quad (10)$$

Аналогично, одновременное уменьшение постоянной решетки c на δc приводит к уменьшению соответствующей T_{CDW} вдоль оси y . Тогда, при $a > c$ выполняется соотношение $T_{\text{CDW}a} > T_{\text{CDW}c}$, что указывает на выравнивание волнового вектора ВЗП Q вдоль оси x . Это объясняет увеличение T_{CDW} при $a > c$, наблюдаемое в работах [52; 53].

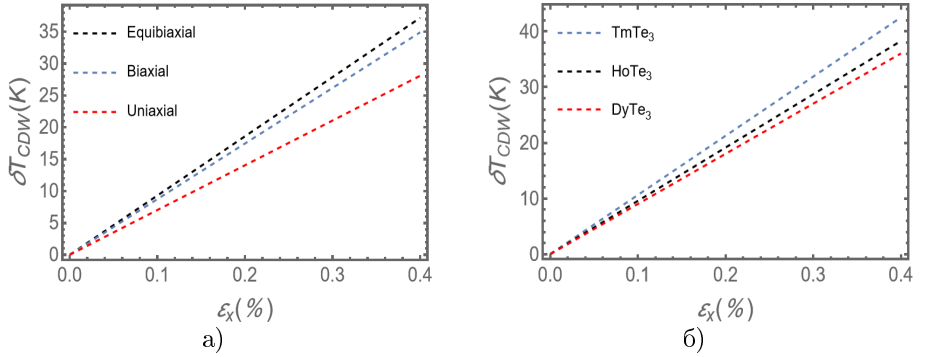


Рисунок 5 — (а) Изменение температуры перехода ВЗП как функции деформации ϵ_x в равноосном (equibiaxial), двухосном (biaxial) и одноосном (uniaxial) состояниях. В отличие от рассчитанных режимов деформации (равноосной и одноосной), двухосная линия получена на основе экспериментальной зависимости параметров решётки TbTe₃ от приложенной силы [53]. (б) Изменение температуры перехода ВЗП при равноосной деформации для соединений RTe₃ (R = Dy, Ho и Tm).

На рис. 5а мы сравниваем δT_{CDW} для различных деформированных состояний. Согласно уравнению (8), при одноосном растяжении E_F понижается, что приводит к меньшим значениям δT_{CDW} . Коррекция, учитываемая уравнением (8), позволяет приблизить результаты к данным, представленным в работе [52], несмотря на отсутствие прямых измерений изменения параметров решётки RTe₃ под напряжением. В отличие от этого, более полные измерения, представленные в работе [53], позволяют проследить реальную двухосную механическую деформацию, при которой $|\epsilon_c| > |\epsilon_a|$. По сравнению с одноосной напряжением такая контролируемая деформация приводит к увеличению площади поверхности Ферми и, следовательно, температуры перехода T_{CDW} (см. рис. 5а).

Кроме того, линия двухосной деформации демонстрирует меньшие значения δT_{CDW} , чем линия равноосной деформации, поскольку поправка на плотность состояний даёт $\rho_{F,biaxial} > \rho_{F,equibiaxial}$ в деформированном состоянии, что делает полученные результаты сопоставимыми с экспериментальными данными работы [53]. Стоит отметить, что рассматриваемые модели не учитывают изменения интегралов перескока, вызванные деформацией.

Как показано на рис. 5а, равноосная модель очень точно аппроксимирует линию двухосной деформации. Поэтому мы используем эту модель для отслеживания изменения T_{CDW} для серии RTe₃ (R = Dy, Ho и Tm). По сравнению с теоретическим расчётом для TbTe₃, представленным в работе [53], расчёт для серии RTe₃ предсказывает более низкие значения δT_{CDW}

при $\varepsilon \approx 0.2\%$. Это расхождение возникает из-за того, что параметры модели СС были скорректированы для согласования с экспериментальными результатами в работе [53].

С другой стороны, результаты, представленные на рис. 5, демонстрируют заметное согласие с экспериментальными исследованиями RTe_3 [52], где увеличение растягивающей деформации приводит лишь к незначительному росту T_{CDW} , формируя слабый минимум при $\varepsilon_x \rightarrow -\varepsilon_x$. Это не только показывает, что симметричная внутрислоистная компонента деформации ε_x является параметром настройки температуры перехода ВЗП, но и демонстрирует, что основной эффект равноосной, двухосной и одноосной деформации в соединениях RTe_3 обусловлен изменением эл–эл взаимодействия U . Этот эффект является общим для соединений RTe_3 , поскольку константа взаимодействия U слабо зависит от атома редкоземельного элемента [48], а также от электрон-фононного взаимодействия.

Третья глава посвящена исследованию роли слоёв Te в формировании температурного гистерезиса в RTe_4 .

Помимо ярко выраженной анизотропии в сопротивлении вдоль оси b по отношению к плоскости (a, c) ниже первого перехода Пайерлса $T_{\text{CDW}1}$ [23; 45], некоторые соединения RTe_3 проявляют сильный гистерезис в температурном диапазоне вокруг второго перехода Пайерлса $T_{\text{CDW}2}$ (см. рис. 6). Как было предложено в работе [7], возможное объяснение этого эффекта связано с взаимодействием ВЗП₂ и антипересечения электронных зон на E_F . Подобное взаимодействие также наблюдалось в других соединениях, где электронные зоны пересекаются в областях нестинга ПФ. Семейство RTe_4 также перспективно для применения этой модели взаимодействия электронных нестабильностей, поскольку недавно в EuTe_4 наблюдался гигантский температурный гистерезис сопротивления шириной ≈ 150 К в диапазоне температур ~ 400 К [25; 47] (см. рис. 6).

Наличие этого гистерезиса представляет собой уникальный случай для кристаллических твердых тел. В отличие от других систем с ВЗП, EuTe_4 имеет две основные особенности: гистерезис проявляется (i) внутри фазы ВЗП [25; 87], где ПФ полностью покрыта щелью ВЗП и система демонстрирует полупроводниковые свойства, и (ii) без какого-либо влияния на волновой вектор ВЗП [47]

Чтобы понять как антипересечение зон подавляет образование ВЗП, сравним электронную восприимчивость $\chi(Q, T)$ в двух случаях: с перестройкой электронного спектра из-за антипересечения зон и без него. Как уже было отмечено, EuTe_4 демонстрирует четко выраженное полупроводниковое поведение, а температурная зависимость электрического сопротивления подтвердила наличие ВЗП перехода при температуре T_{CDW} значительно выше комнатной [25; 47; 49]. Данные ФЭСУР для EuTe_4 в диапазоне температур от 30 до 300 К, представленные в работе [49], показывают, что щель ВЗП Δ_{CDW} остается открытой на всей ПФ при 300 К.

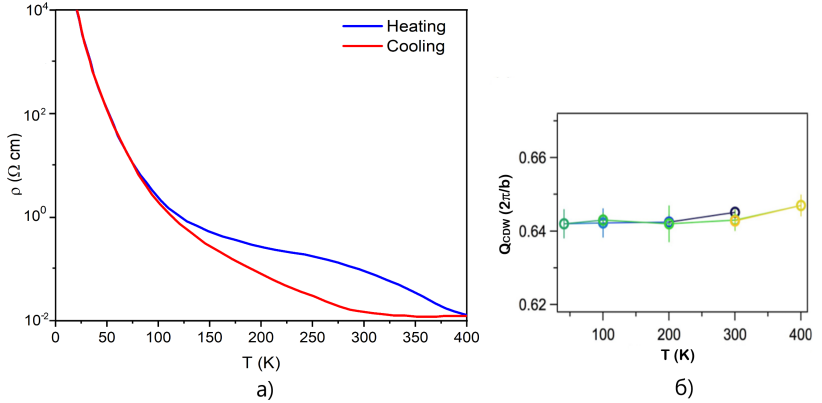


Рисунок 6 — (а) Температурная зависимость электрического сопротивления EuTe_4 . (б) Температурная эволюция волнового вектора волны зарядовой плотности по данным рентгеновской дифракции [47].

Это также свидетельствует о том, что фазовый переход ВЗП происходит значительно выше комнатной температуры. Таким образом, в рамках температурного гистерезиса мы используем хорошо известную формулу для статической восприимчивости газа свободных электронов при конечном волновом векторе Q , $\chi(Q)$ (см. ур. (5)).

Для изучения влияния слоев Te и Te-Te на гистерезис в EuTe_4 , а также различных комбинаций зон, пересекающих ПФ, мы используем модель, где полная восприимчивость Линдхарда представляет собой сумму вкладов от всех трех слоев $\text{Te}_{1,2,3}$ (первый слой в двухслойной структуре Te , монослой Te и второй слой в двухслойной структуре Te соответственно) с обозначениями, как в работе [32]. Кроме того, модель включает смешанные произведения от этих слоев:

$$\begin{aligned} \chi_{total} &= \chi_{1-1} + \chi_{2-2} + \chi_{3-3} + 2(\chi_{1-3} + \chi_{1-2} + \chi_{2-3}) \\ &= \chi_{1-1} + \chi_{2-2} + \chi_{3-3} + 2(\vartheta). \end{aligned} \quad (11)$$

Заметим, что последний член обусловлен симметрией между слоями Te : $\chi_{1-3} = \chi_{3-1}$, $\chi_{1-2} = \chi_{2-1}$, $\chi_{2-3} = \chi_{3-2}$. Поскольку межслойная связь внутри двухслойной структуры Te настолько сильна, что оба слоя имеют одинаковую ВЗП (см. дополнительные материалы в [47]), мы предполагаем, что $\chi_{1-1} \approx \chi_{3-3}$ и $\chi_{2-1} \approx \chi_{2-3}$, что дает полную восприимчивость

$$\chi_{total} \approx 2\chi_{1-1} + \chi_{2-2} + 4\chi_{1-2} + 2\chi_{1-3}. \quad (12)$$

Результаты моделирования, представленные на рис. 7, показывают общую восприимчивость как функцию Q . Расположение пиков, как с антипересечением, так и без него, остается неизменным при изменении

температуры, несмотря на изменение величины χ_{total} . Это было экспериментально подтверждено температурной зависимостью волнового вектора ВЗП в рентгеновской дифракции [47]. Пики, обозначенные как 1, 2, 3 и 4, соответствуют комбинациям $2\chi_{1-1}$, χ_{2-2} , $4\chi_{1-2}$ и $2\chi_{1-3}$ соответственно. Примечательно, что наибольшая величина χ_{total} вдоль Q наблюдается в пике 3, который происходит из группы $\{4\chi_{1-2}\}$. Относительная высота пиков может немного измениться, если учесть зависимость полного взаимодействия $V(Q)$, содержащего экранированное кулоновское и электрон-фононное, от волнового вектора Q .

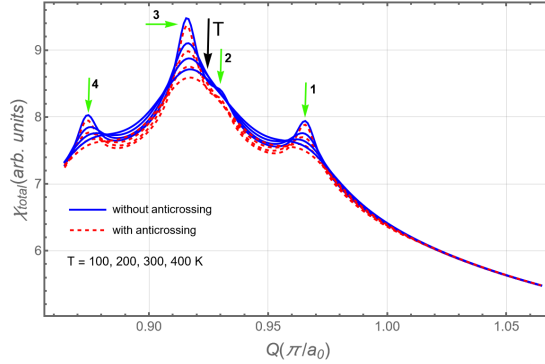


Рисунок 7 — Суммарная восприимчивость $\chi_{total} = \chi + \Delta\chi$ как функция волнового вектора Q без реконструкции пересечения зон (сплошная синяя линия) и с ней (пунктирная красная линия). χ_{total} была рассчитана в диапазоне температур гистерезиса, включая вклад различных комбинаций зон в $\chi(Q)$, происходящих от моно- и бислойных p -орбиталей Те.

Хотя антипересечение зон подавляет ВЗП, как мы показали выше, этого взаимодействия может не хватить для объяснения гигантского температурного гистерезиса, наблюдаемого в EuTe_4 . Поэтому для анализа применимости нашего механизма температурного гистерезиса сопротивления, аналогичного предложенному ранее для объяснения эксперимента в RTe_3 [7], мы оценили величину гистерезиса в этом сценарии. На рис. 8 приведены вычисленные температурные зависимости полной восприимчивости χ_{total} по формуле (12) без и с перестройкой электронного спектра из-за антипересечения зон, обозначенные соответственно сплошной синей и пунктирными красной и зеленой линиями. Таким образом, значение восприимчивости $\chi_{total} = 7.65$, которого зеленая кривая достигает только при 200 К, достигается синей кривой уже при 300 К. С понижением χ_{total} разница по температуре между сплошной и пунктирными кривыми еще больше увеличивается. Следовательно, ожидаемая ширина гистерезиса $\Delta T = T_2$

— $T_1 \gtrsim 100$ К согласуется с экспериментальными измерениями электрического сопротивления EuTe_4 [25; 47; 87] (см. рис. 2а в [47] или рис. 3d в [25]), дающими ширину гистерезиса ~ 100 К.

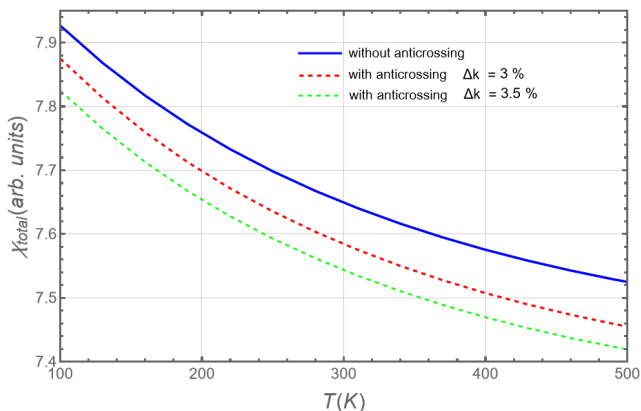


Рисунок 8 — Температурная зависимость суммарной восприимчивости без и с перестройкой ПФ из-за пересечения зон.

Четвёртая глава посвящена рассмотрению существующих экспериментальных данных ФЭСУР и МКО для редкоземельных трителлуридов, а также в достижении согласованности между ними посредством применения усовершенствованных методов обработки изображений.

Реконструированная поверхность Ферми при $T < T_{\text{CDW}}$, полученная с использованием модели СС, изображена на рис. 9. Затем эти результаты сопоставляются с результатами, полученными с помощью медианного фильтра и пороговой обработки изображений. Примечательно, что пороговая обработка позволяет нам идентифицировать более высокие спектральные интенсивности на поверхности Ферми, первоначально предполагая меньшие электронные карманы по сравнению с теми, которые подробно описаны в работе [55]. Для количественной оценки ЗБ покрыта $n = 10^6$ черными точками (исключая области карманов, выделенные красным цветом), после чего вычисляется отношение покрытых пикселей. Это дает приблизительную площадь электронных карманов: $A_{p1} \approx 0.057\%$ и $A_{p2} \approx 0.3\%$ площади зоны Бриллюэна. Сравнение этих размеров карманов с предыдущими результатами показывает, что полученные значения соответствуют доминирующему карману $\alpha = 0.2\%$ [57], причем A_{p1} очень близко приближается к площади кармана, полученной из спектра частот квантовых осцилляций в работе [55]. Стоит отметить, что приблизительный размер карманов демонстрирует наибольшее спектральное распределение электронных состояний, которое пропорционально интенсивности фотоэмиссии, когда соответствующие состояния заняты [56;

88; 89]. Следовательно, оставшиеся области карманов, обозначенные зелёными линиями на рис. 9 не учитываются. Например, оставшаяся площадь кармана 1 составляет $A_{p1\ total} - A_{p1} \approx 0.29\ %$.

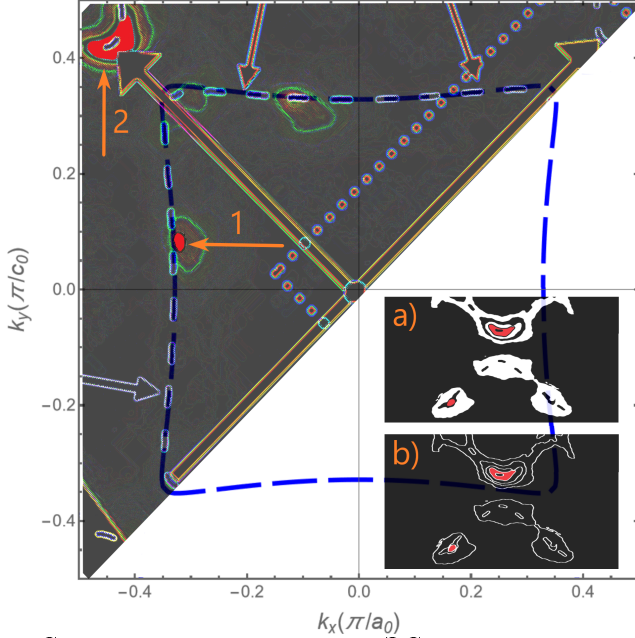


Рисунок 9 — Сегментация результатов ФЭСУР для ETe₃ ниже второго перехода ВЗП $T < T_{CDW2}$ из ссылки [56]. (a) Пороговая обработка изображения. (b) Морфологический градиент изображения. Оба метода можно найти в библиотеке OpenCV. Красные области 2 и 1 представляют собой электронные карманы в реконструированных поверхностях Ферми из рис. 1 и рис. 2 работы [56] соответственно. Синие пунктирные линии представляют собой реконструированную межплоскостную плоскость Ферми. Параметры, описывающие дисперсию в модели СС, можно найти в [48]. $a_0 \approx c_0$ — это двумерная постоянная решетки, величина которой $\sqrt{2}$ меньше, чем постоянная решетки в плоскости трехмерной элементарной ячейки.

Мы сравниваем результаты нашего анализа изображений поверхности Ферми с измерениями МКО (см. рис. 10), поскольку МКО являются мощным инструментом для изучения электронных свойств и получения информации о поверхности Ферми двумерных систем. Недавнее обнаружение медленных осцилляций в соединениях RTe₃ привело к обсуждению их возможного происхождения. Наличие этих низкочастотных осцилляций объясняется либо расщеплением электронного спектра в двухслойной структуре, либо реконструкцией поверхности Ферми, вызванной волнами

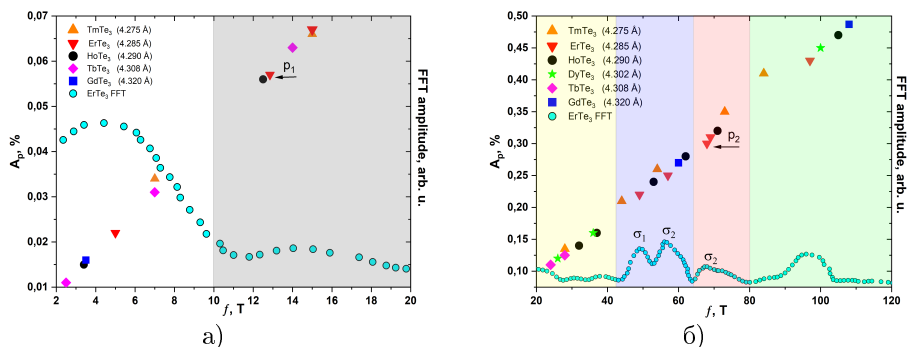


Рисунок 10 — (а) Области, полученные из медленных осцилляций и ФЭСУР для соединений $R\text{Te}_3$. p_1 и p_2 обозначают карманы 1 и 2 соответственно на рис. 9. В работе [37] сравнивается спектр частот квантовых осцилляций для $B < B_0$ (поле магнитного пробоя) в ErTe_3 с двумя волнами зарядовой плотности с другими соединениями $R\text{Te}_3$.

зарядовой плотности [55]. Однако отсутствие прямых измерений размеров остаточных карманов в ФЭСУР затрудняет возможную идентификацию медленных осцилляций, возникающих вследствие формирования ВЗП.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. В данной диссертационной работе проведено комплексное исследование волн зарядовой плотности в полителлуридах редкоземельных элементов семейства $R\text{Te}_n$ ($n = 3, 4$), направленное на выявление механизмов формирования и эволюции электронных нестабильностей в квазидвумерных системах.
2. Показано, что состояние волны зарядовой плотности в соединениях $R\text{Te}_3$ существенно зависит от внешних воздействий, в частности направленных деформаций. Установлено, что одноосные и двухосные деформации приводят к изменению поверхности Ферми и, как следствие, к перестройке волнового вектора ВЗП и температуры перехода. Продемонстрировано, что равноосная деформация сохраняет симметрию системы, тогда как несимметричные деформации вызывают анизотропные изменения электронной структуры, влияя на устойчивость ВЗП.
3. Для соединений $R\text{Te}_4$ выявлена ключевая роль различных теллуридных слоёв в формировании аномального температурного гистерезиса. Показано, что взаимодействие между моно- и бислойными теллуридными плоскостями, а также эффекты антипересечения зон, существенно определяют характер фазовых переходов и метастабильность системы.

4. Особое внимание уделено реконструкции поверхности Ферми в состоянии ВЗП. Предложен новый подход к определению размеров остаточных электронных карманов в RTe_3 на основе обработки данных ФЭСУР, что позволило частично устранить противоречия между результатами фотоэмиссионной спектроскопии и магнитных квантовых осцилляций. Полученные результаты дают более глубокое понимание природы медленных осцилляций и их связи с реконструированной поверхностью Ферми.
5. В целом показано, что полителлуриды редкоземельных элементов являются удобной модельной системой для изучения конкуренции и кооперации различных электронных упорядочений. Высокая чувствительность этих материалов к внешним параметрам, таким как давление и деформация, открывает возможности для управляемого изменения их электронных свойств.
6. Полученные результаты вносят вклад в развитие теории ВЗП и могут быть использованы при исследовании других квазидвумерных материалов с реконструкцией поверхности Ферми и коллективными электронными состояниями. Предложенные методы анализа, в частности подходы к обработке данных ФЭСУР, имеют потенциал для широкого применения в задачах современной физики конденсированного состояния.

В приложении А вынесена модификация закона дисперсии при деформации. В приложении Б показаны параметры обратного радиуса экранирования Дебая. В приложении В показано изменение поверхности Ферми при деформации. В приложении Г рассчитан вклад электрон-фононного взаимодействия в экранированный кулоновский потенциал. В приложении Д описаны основы обработки изображений. В приложении Е описаны основы фильтрации в обработке изображений. В приложении Ж описаны основы сегментации в обработке изображений.

Публикации автора по теме диссертации

1. A. A. Morocho P. D. Grigoriev and Jian-Qiao Meng, Reconciliation of ARPES and magnetic quantum oscillation data via image processing in rare-earth tritellurides // The European Physical Journal Plus 62 (2026), 141.
2. С.V. Zaitsev-Zotov, P.D. Grigoriev, D. Voropaev, A.A. Morocho, I.A. Kon, E. Pachoud, A. Hadj-Azzem, P. Monceau, Slow Oscillations of the Transverse Magnetoresistance in HoTe_3 // JETP Letters, 121 (2025), 142-148 .
3. T. I. Mogilyuk, P. D. Grigoriev, A. A. Morocho, V. O. Favorov, I. Y. Polishchuk I. D. Vagner, The de Haas–van Alphen Effect in Two-Dimensional Metals at a Fixed Electron Density // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys, 89 (2025), 1846–1849.

4. А. А. Морочо, П. Д. Григорьев, О природе гигантского температурного гистерезиса в тетраллуридах редкоземельных металлов // Письма в ЖЭТФ, 123 (2026), 411–419.

Список литературы

1. *Gruner, G. Density Waves In Solids* / G. Gruner. — Avalon Publishing, 1994. — (Advanced book program: Addison-Wesley).
2. *Gabovich, A. Charge- and spin-density waves in existing superconductors: competition between Cooper pairing and Peierls or excitonic instabilities* / A. Gabovich, A. Voitenko, M. Ausloos // *Physics Reports*. — 2002. — Т. 367, № 6. — С. 583–709.
3. Coexistence of Superconductivity and Charge Density Waves in Tantalum Disulfide: Experiment and Theory / Y. Kvashnin [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — Окт. — Т. 125, вып. 18. — С. 186401.
4. Fermi Surface Sheet- Dependent Superconductivity in 2H-NbSe₂ / T. Yokoya [и др.] // *Science*. — 2001. — Т. 294, № 5551. — С. 2518–2520.
5. Three-dimensional charge density wave order in YBa₂Cu₃O_{6.67} at high magnetic fields / S. Gerber [и др.] // *Science*. — 2015. — Т. 350, № 6263. — С. 949–952.
6. Superconductivity in magnetically ordered CeTe_{1.82} / M. H. Jung [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2003. — Июнь. — Т. 67, вып. 21. — С. 212504.
7. Interplay between band crossing and charge density wave instabilities / P. D. Grigoriev [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2019. — Авг. — Т. 100, вып. 8. — С. 081109.
8. From quantum matter to high-temperature superconductivity in copper oxides / B. Keimer [и др.] // *Nature*. — 2015. — Т. 518, № 7538. — С. 179–186.
9. Charge density waves in the graphene sheets of the superconductor CaC₆ / K. Rahnejat [и др.] // *Nature communications*. — 2011. — Ноябрь. — Т. 2. — С. 558.
10. Charge-Density Wave in Ca-Intercalated Bilayer Graphene Induced by Commensurate Lattice Matching / R. Shimizu [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Апр. — Т. 114, вып. 14. — С. 146103.
11. 2D transition metal dichalcogenides / S. Manzeli [и др.] // *Nature Reviews Materials*. — 2017. — Июнь. — Т. 2. — С. 17033.
12. *Klemm, R. A. Pristine and intercalated transition metal dichalcogenide superconductors* / R. A. Klemm // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. — 2015. — Т. 514. — С. 86–94. — *Superconducting Materials: Conventional, Unconventional and Undetermined*.
13. *Wilson, J. Charge-density waves and superlattices in the metallic layered transition metal dichalcogenides* / J. Wilson, F. D. Salvo, S. Mahajan // *Advances in Physics*. — 1975. — Т. 24, № 2. — С. 117–201.
14. Advances in Rare-Earth Tritelluride Quantum Materials: Structure, Properties, and Synthesis / K. Yumigeta [и др.] // *Advanced Science*. — 2021. — Т. 8, № 12. — С. 2004762.
15. Angle-resolved photoemission study of the evolution of band structure and charge density wave properties in RTe₃ (R=Y, La, Ce, Sm, Gd, Tb, and Dy) / V. Brouet [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Июнь. — Т. 77, вып. 23. — С. 235104.
16. Rare-Earth Chalcogenides: An Inspiring Playground for Exploring Frustrated Magnetism / M. Xie [и др.] // *Chinese Physics Letters*. — 2024. — Дек. — Т. 41, № 11. — С. 117505.
17. *Mitchell, K. Rare-Earth Transition-Metal Chalcogenides* / K. Mitchell, J. A. Ibers // *Chemical Reviews*. — 2002. — Т. 102, № 6. — С. 1929–1952. — PMID: 12059258.
18. Rare-earth-based chalcogenides and their derivatives: an encouraging IR nonlinear optical material candidate / P. Feng [и др.] // *Chemical Science*. — 2024. — Март. — Т. 15. — С. 5869–5896.

19. Comprehensive exploration of rare-earth chalcogenides: A DFT-based investigation into their optoelectronic, elastic, thermomechanical and magnetic properties for advanced functional and high-temperature applications / S. Belhachi [и др.] // *Inorganic Chemistry Communications*. — 2025. — Т. 177. — С. 114442.
20. *Kumta, P. N.* Rare-earth chalcogenides — an emerging class of optical materials / P. N. Kumta, S. H. Risbud // *Journal of Materials Science*. — 1994. — Т. 29. — С. 1135—1158.
21. Mechanical, magnetic, and electronic characteristics of Sm-based chalcogenides for spintronics and device applications / N. Noor [и др.] // *Chalcogenide Letters*. — 2024. — Май. — Т. 21. — С. 413—421.
22. Superconductivity in a Layered Ta₄Pd₃Te₁₆ with PdTe₂ Chains / W.-H. Jiao [и др.] // *Journal of the American Chemical Society*. — 2014. — Т. 136, № 4. — С. 1284—1287. — PMID: 24428401.
23. Effect of chemical pressure on the charge density wave transition in rare-earth tritellurides RTe₃ / N. Ru [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Янв. — Т. 77, вып. 3. — С. 035114.
24. Revealing Charge Density Wave Formation in the LaTe₂ System by Angle Resolved Photoemission Spectroscopy / D. R. Garcia [и др.] // *Physical Review Letters*. — 2007. — Апр. — Т. 98, № 16.
25. Layered semiconductor EuTe₄ with charge density wave order in square tellurium sheets / D. Wu [и др.] // *Phys. Rev. Mater.* — 2019. — Февр. — Т. 3, вып. 2. — С. 024002.
26. Pressure-Induced Superconducting Phase in the Charge-Density-Wave Compound Terbium Tritelluride / J. J. Hamlin [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Апр. — Т. 102, вып. 17. — С. 177002.
27. Pressure dependence of the charge-density-wave and superconducting states in GdTe₃, TbTe₃, and DyTe₃ / D. A. Zocco [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2015. — Май. — Т. 91, вып. 20. — С. 205114.
28. Suppression of charge density wave order by disorder in Pd-intercalated ErTe₃ / J. A. W. Straquadine [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2019. — Июнь. — Т. 99, вып. 23. — С. 235138.
29. Linear magnetoresistance in the charge density wave state of quasi-two-dimensional rare-earth tritellurides / A. A. Sinchenko [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2017. — Дек. — Т. 96, вып. 24. — С. 245129.
30. Bilayer splitting versus Fermi-surface warping as an origin of slow oscillations of in-plane magnetoresistance in rare-earth tritellurides / P. D. Grigoriev [и др.] // *The European Physical Journal B*. — 2016. — Июнь. — Т. 89, № 6.
31. Magnetotransport properties in van der Waals RTe₃ R = La, Ce, Tb / T. Higashihara [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2024. — Апр. — Т. 109, вып. 13. — С. 134404.
32. Orbital- and atom-dependent linear dispersion across the Fermi level induces charge density wave instability in EuTe₄ / A. Pathak [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2022. — Янв. — Т. 105, вып. 3. — С. 035120.
33. Multiple Charge density waves and lattice superstructures in thin-layer TmTe₂ and TmTe₃ / Z. Xu [и др.]. — 2021.
34. Coexistence and competition of multiple charge-density-wave orders in rare-earth tritellurides / B. F. Hu [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2014. — Авг. — Т. 90, вып. 8. — С. 085105.
35. *Malliakas, C. D.* Divergence in the Behavior of the Charge Density Wave in RETe₃ (RE = Rare-Earth Element) with Temperature and RE Element / C. D. Malliakas, M. G. Kanatzidis // *Journal of the American Chemical Society*. — 2006. — Т. 128, № 39. — С. 12612—12613. — PMID: 17002331.
36. Square Nets of Tellurium: Rare-Earth Dependent Variation in the Charge-Density Wave of RETe₃ (RE = Rare-Earth Element) / C. Malliakas [и др.] // *Journal of the American Chemical Society*. — 2005. — Т. 127, № 18. — С. 6510—6511. — PMID: 15869253.

37. Magnetic breakdown and charge density wave formation: A quantum oscillation study of the rare-earth tritellurides / P. Walmsley [и др.] // Phys. Rev. B. — 2020. — Июль. — Т. 102, вып. 4. — С. 045150.
38. Transient Electronic Structure and Melting of a Charge Density Wave in TbTe_3 / F. Schmitt [и др.] // Science. — 2008. — Т. 321, № 5896. — С. 1649–1652.
39. Fermi Surface Reconstruction in the CDW State of CeTe_3 Observed by Photoemission / V. Brouet [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Сент. — Т. 93, вып. 12. — С. 126405.
40. *Monceau, P.* Electronic crystals: an experimental overview / P. Monceau // Advances in Physics. — 2012. — Т. 61, № 4. — С. 325–581.
41. Persistent order due to transiently enhanced nesting in an electronically excited charge density wave / L. Rettig [и др.] // Nature Communications. — 2016. — Янв. — Т. 7. — С. 10459.
42. A Detailed First-Principles Study of the Structural, Elastic, Thermomechanical, and Optoelectronic Properties of Binary Rare-Earth Tritelluride NdTe_3 / T. Chowdhury [и др.] // Advanced Theory and Simulations. — 2024. — Т. 7, № 11. — С. 2400528.
43. Magnetic properties of rare-earth metal tritellurides $R\text{Te}_3$ ($R = \text{Ce, Pr, Nd, Gd, Dy}$) / Y. Iyeiri [и др.] // Phys. Rev. B. — 2003. — Апр. — Т. 67, вып. 14. — С. 144417.
44. Experimental and Theoretical Studies of the Surface Oxidation Process of Rare-Earth Tritellurides / J. Koraszek [и др.] // Advanced Electronic Materials. — 2023. — Т. 9, № 5. — С. 2201129.
45. Spontaneous Breaking of Isotropy Observed in the Electronic Transport of Rare-Earth Tritellurides / A. A. Sinchenko [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Янв. — Т. 112, вып. 3. — С. 036601.
46. Orbital- and atom-dependent linear dispersion across the Fermi level induces charge density wave instability in EuTe_4 / A. Pathak [и др.] // Phys. Rev. B. — 2022. — Янв. — Т. 105, вып. 3. — С. 035120.
47. Unconventional Hysteretic Transition in a Charge Density Wave / B. Q. Lv [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2022. — Янв. — Т. 128, вып. 3. — С. 036401.
48. The Evolution of Electron Dispersion in the Series of Rare-Earth Tritelluride Compounds Obtained from Their Charge-Density-Wave Properties and Susceptibility Calculations / P. A. Vorobyev [и др.] // Materials. — 2019. — Т. 12, № 14.
49. Angle-resolved photoemission spectroscopy study of charge density wave order in the layered semiconductor EuTe_4 / C. Zhang [и др.] // Phys. Rev. B. — 2022. — Ноябрь. — Т. 106, вып. 20. — С. L201108.
50. Charge transfer and multiple density waves in the rare earth tellurides / A. Banerjee [и др.] // Phys. Rev. B. — 2013. — Апр. — Т. 87, вып. 15. — С. 155131.
51. *Malliakas, C. D.* Charge Density Waves in the Square Nets of Tellurium of AMRETe_4 ($A = \text{K, Na}$; $M = \text{Cu, Ag}$; $\text{RE} = \text{La, Ce}$) / C. D. Malliakas, M. G. Kanatzidis // Journal of the American Chemical Society. — 2007. — Т. 129, № 35. — С. 10675–10677. — PMID: 17696351.
52. *Straquadine, J. A. W.* Evidence for Realignment of the Charge Density Wave State in ErTe_3 and TmTe_3 under Uniaxial Stress via Elastocaloric and Elastoresistivity Measurements / J. A. W. Straquadine, M. S. Ikeda, I. R. Fisher // Phys. Rev. X. — 2022. — Май. — Т. 12, вып. 2. — С. 021046.
53. Charge density waves tuned by biaxial tensile stress / A. Gallo-Frantz [и др.] // Nature Communications. — 2024. — Апр. — Т. 15.
54. Hysteresis of resistivity tensor in rare-earth polytellurides / P. Grigoriev [и др.] // Physics of the Solid State. — 2022. — Янв. — Т. 64. — С. 1145.
55. Slow Oscillations of the Transverse Magnetoresistance in HoTe_3 / S. V. Zaitsev-Zotov [и др.] // JETP Letters. — 2025. — Янв. — Т. 121, № 2. — С. 142–148.
56. Fermi surface evolution across multiple charge density wave transitions in ErTe_3 / R. G. Moore [и др.] // Phys. Rev. B. — 2010. — Февр. — Т. 81, вып. 7. — С. 073102.

57. Charge density wave generated Fermi surfaces in NdTe₃ / A. Chikina [и др.] // Phys. Rev. B. — 2023. — Апр. — Т. 107, вып. 16. — С. L161103.
58. Comparative study of magnetic quantum oscillations in Hall and transverse magnetoresistance / A. A. Sinchenko [и др.] // Phys. Rev. B. — 2024. — Окт. — Т. 110, вып. 16. — С. L161108.
59. Loss of nodal quasiparticle integrity in underdoped YBa₂Cu₃O_{6+x} / D. Fournier [и др.] // Nature Physics. — 2010. — Июль. — Т. 6. — С. 905–911.
60. In situ doping control of the surface of higher-temperature superconductors / M. Hossain [и др.] // Nature Physics. — 2008. — Июнь. — Т. 4. — С. 527–531.
61. Quantum oscillations and the Fermi surface in an underdoped high-T_c superconductor / N. Doiron-Leyraud [и др.] // Nature. — 2007. — Май. — Т. 447, № 7144. — С. 565–568.
62. A multi-component Fermi surface in the vortex state of an underdoped high-T_c superconductor / S. Sebastian [и др.] // Nature. — 2008. — Авр. — Т. 454, № 7201. — С. 200–203.
63. Compensated electron and hole pockets in an underdoped high-T_c superconductor / S. E. Sebastian [и др.] // Phys. Rev. B. — 2010. — Июнь. — Т. 81, вып. 21. — С. 214524.
64. Magnetic Quantum Oscillations in YBa₂Cu₃O_{6.61} and YBa₂Cu₃O_{6.69} in Fields of Up to 85 T: Patching the Hole in the Roof of the Superconducting Dome / J. Singleton [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Февр. — Т. 104, № 8. — С. 086403.
65. *Sebastian, S. E.* Towards resolution of the Fermi surface in underdoped high-T_c superconductors / S. E. Sebastian, N. Harrison, G. G. Lonzarich // Rep. Prog. Phys. — 2012. — Септ. — Т. 75, № 10. — С. 102501.
66. From quantum oscillations to charge order in high-T_c copper oxides in high magnetic fields / B. Vignolle [и др.] // C.R. Phys. — 2013. — Янв. — Т. 14, № 1. — С. 39–52.
67. Normal-state nodal electronic structure in underdoped high-T_c copper oxides / S. E. Sebastian [и др.] // Nature. — 2014. — Июль. — Т. 511, № 7507. — С. 61–64.
68. *Sebastian, S. E.* Quantum Oscillations in Hole-Doped Cuprates / S. E. Sebastian, C. Proust // Annual Review of Condensed Matter Physics. — 2015. — Т. 6, № 1. — С. 411–430.
69. *Grigoriev, P. D.* Magnetic oscillations measure interlayer coupling in cuprate superconductors / P. D. Grigoriev, T. Ziman // Phys. Rev. B. — 2017. — Окт. — Т. 96, вып. 16. — С. 165110.
70. *Proust, C.* The Remarkable Underlying Ground States of Cuprate Superconductors / C. Proust, L. Taillefer // Annual Review of Condensed Matter Physics. — 2019. — Март. — Т. 10. — С. 409–429.
71. The de Haas-van Alphen Effect in Two-Dimensional Metals at a Fixed Electron Density / T. I. Mogilyuk [и др.] // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2025. — Окт. — Т. 89. — С. 1846–1849.
72. *Morocho, A.* Reconciliation of ARPES and magnetic quantum oscillation data via image processing in rare-earth tritellurides / A. Morocho, P. Grigoriev, J.-Q. Meng // The European Physical Journal Plus. — 2026. — Янв. — Т. 141. — С. 62.
73. *Мороcho, А. А.* О природе гигантского температурного гистерезиса в тетрателлуридах редкоземельных металлов / А. А. Мороcho, П. Д. Григорьев // Письма в ЖЭТФ. — 2026. — Т. 123, вып. 6. — С. 411.
74. Effect of dimensionality on sliding charge density waves: The quasi-two-dimensional TbTe₃ system probed by coherent x-ray diffraction / D. Le Bolloc'h [и др.] // Phys. Rev. B. — 2016. — Апр. — Т. 93, вып. 16. — С. 165124.
75. Superconductivity in Pd-intercalated charge-density-wave rare earth poly-tellurides RETen / J. B. He [и др.] // Superconductor Science and Technology. — 2016. — Май. — Т. 29, № 6. — С. 065018.

76. *Grüner, G.* Density Waves in Solids / G. Grüner. — 1. paperback print. — Cambridge, Mass : Perseus Publ, 2000. — (Frontiers in Physics ; 89).
77. *Monceau, P.* Electronic crystals: An experimental overview / P. Monceau // Adv. Phys. — 2012. — Авг. — Т. 61, № 4. — С. 325–581.
78. De Haas-van Alphen oscillations in the charge-density wave compound lanthanum tritelluride LaTe_3 / N. Ru [и др.] // Physical Review B. — 2008. — Май. — Т. 78.
79. Transport properties in low carrier system CeTe_2 / В. Min [и др.] // Physica B: Condensed Matter. — 2002. — Т. 312/313. — С. 205–207. — The International Conference on Strongly Correlated Electron Systems.
80. *Ru, N.* Thermodynamic and transport properties of YTe_3 , LaTe_3 , and CeTe_3 / N. Ru, I. R. Fisher // Phys. Rev. B. — 2006. — Янв. — Т. 73, вып. 3. — С. 033101.
81. Theory of stripes in quasi-two-dimensional rare-earth tellurides / Н. Yao [и др.] // Phys. Rev. B. — 2006. — Дек. — Т. 74, вып. 24. — С. 245126.
82. Interplay of charge density wave states and strain at the surface of CeTe_2 / В. Sharma [и др.] // Phys. Rev. B. — 2020. — Июнь. — Т. 101, вып. 24. — С. 245423.
83. Quantum phase transition from triangular to stripe charge order in NbSe_2 / A. Soumyanarayanan [и др.] // Proceedings of the National Academy of Sciences. — 2013. — Т. 110, № 5. — С. 1623–1627.
84. Temperature dependence of the excitation spectrum in the charge-density-wave ErTe_3 and HoTe_3 systems / F. Pfuner [и др.] // Phys. Rev. B. — 2010. — Май. — Т. 81, вып. 19. — С. 195110.
85. *Reddy, J.* Energy Principles and Variational Methods in Applied Mechanics / J. Reddy. — Wiley, 2017.
86. *Yuan, Q.* Imperfect nesting and Peierls instability for a two-dimensional tight-binding model / Q. Yuan, T. Nunner, T. Kopp // The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems. — 2001. — Янв. — Т. 22. — С. 37–42.
87. Thermal hysteretic behavior and negative magnetoresistance in the charge density wave material EuTe_4 / Q. Zhang [и др.] // Phys. Rev. B. — 2023. — Март. — Т. 107, вып. 11. — С. 115141.
88. Persistent order due to transiently enhanced nesting in an electronically excited charge density wave / L. Rettig [и др.] // Nature Communications. — 2024. — Дек. — Т. 7.
89. Electronic Structure of Solids with Competing Periodic Potentials / J. Voit [и др.] // Science. — 2000. — Т. 290, № 5491. — С. 501–503.