

НЕЛИНЕЙНЫЙ ПЛАНАРНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В КИРАЛЬНОМ ТОПОЛОГИЧЕСКОМ ПОЛУМЕТАЛЛЕ CoSi

*В. Д. Есин, А. В. Тимонина, Н. Н. Колесников, Э. В. Девятков**

*Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 31 августа 2021 г.,
после переработки 31 августа 2021 г.
Принята к публикации 1 сентября 2021 г.

Для кирального топологического полуметалла CoSi экспериментально исследуется отклик поперечной составляющей переменного напряжения на второй гармонике на переменный электрический ток для двух, параллельной и перпендикулярной плоскости образца, ориентаций магнитного поля. В отсутствие магнитного поля наблюдается квадратичная зависимость от продольного электрического тока, как и следовало ожидать для нелинейного эффекта Холла в топологических полуметаллах. При наличии внешнего магнитного поля холловское напряжение на второй гармонике демонстрирует зависимость нечетного типа для любой ориентации магнитного поля относительно плоскости образца. Для перпендикулярного магнитного поля такая чувствительность к направлению позволяет исключить возможный вклад термоэлектрических эффектов, поэтому отклик поперечной составляющей напряжения на второй гармонике действительно возникает из-за нелинейного эффекта Холла. Для параллельного магнитного поля, наоборот, зависимость нечетного типа является наглядной демонстрацией планарного нелинейного эффекта Холла в киральном полуметалле CoSi.

DOI: 10.31857/S0044451021120154

1. ВВЕДЕНИЕ

Возникший в последнее время интерес к топологическим полуметаллам является частью научного интереса к топологическим материалам, см. недавний обзор [1]. По сравнению с дираковскими материалами и системами с узловой линией полуметаллы Вейля характеризуются разделенными в пространстве парами узлов Вейля с противоположными киральностями, что приводит к ряду интересных физических явлений. Наиболее важно то, что нетривиальная топология приводит к поверхностным состояниям ферми-арок, которые соединяют проекции объемных возбуждений на боковой поверхности [1], например, для нецентросимметричных кристаллов [2, 3] типа TaAs, WTe₂ и MoTe₂. Концепция кирального топологического полуметалла [4, 5] является естественным обобщением концепции вейлевского полуметалла посредством одновременного нарушения зеркальной симметрии и симметрии относительно к инверсии. В таком слу-

чае существует только одна пара киральных узлов с противоположными числами Черна и с большим разделением в импульсном пространстве. Это приводит к очень длинным поверхностным ферми-аркам [6], что сильно отличается от полуметаллов Вейля, которые характеризуются множественным количеством пар вейлевских узлов с малым расстоянием между ними [1]. Объемная зонная структура и длинные поверхностные ферми-арки подтверждены экспериментально, например, для семейства кристаллов CoSi [6–9].

Инвариантный относительно обращения времени нелинейный эффект Холла (НЭХ) [10–23], как известно, является следствием топологического спектра из-за ненулевой кривизны Берри в импульсном пространстве. НЭХ был экспериментально продемонстрирован для однослойных дихалькогенидов переходных металлов [24, 25] и для трехмерных полуметаллов Вейля и Дирака [26, 27]. В эксперименте НЭХ проявляется как квадратичный отклик поперечной составляющей напряжения холловского типа на переменный ток, который может быть измерен как поперечное холловское напряжение на второй гармонике в отсутствие внешнего магнитного поля.

* E-mail: dev@issp.ac.ru

В дополнение к известным экспериментальным реализациям НЭХ [24–27], киральные полуметаллы должны демонстрировать значительный сигнал эффекта НЭХ из-за большого разделения киральных узлов в импульсном пространстве. Более того, в магнитном поле можно ожидать сильный нелинейный планарный эффект Холла [28]. Последний является нелинейным аналогом обычного планарного эффекта Холла [29–32] в топологических системах [33–35]. Этот новый нелинейный планарный эффект Холла возникает в результате одновременного действия связи спина и импульса (spin-momentum locking) и нарушения симметрии относительно обращения времени, поэтому его можно ожидать для широкого класса нецентросимметричных материалов [28]. Таким образом, целесообразно изучить оба нелинейных эффекта Холла для различной ориентации магнитного поля для известных киральных полуметаллов, таких как CoSi.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование отклика поперечной составляющей переменного напряжения на второй гармонике на переменный электрический ток для кирального топологического полуметалла CoSi для двух ориентаций внешнего магнитного поля — параллельной и перпендикулярной плоскости образца. В отсутствие магнитного поля наблюдаемый отклик зависит от продольного электрического тока квадратично. Это соответствует проявлению нелинейного эффекта Холла в топологических полуметаллах. При наличии внешнего магнитного поля, независимо от его ориентации, для холловского напряжения на второй гармонике наблюдается зависимость нечетного типа. Если магнитное поле ориентировано перпендикулярно плоскости образца, то подобная чувствительность к направлению позволяет исключить возможный вклад термоэлектрических эффектов. Это позволяет сделать вывод о том, что отклик поперечной составляющей напряжения на второй гармонике действительно появляется вследствие нелинейного эффекта Холла. Если же магнитное поле ориентировано параллельно плоскости образца, то зависимость нечетного типа указывает на то, что в киральном полуметалле CoSi наблюдается планарный нелинейный эффект Холла.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА

Исходный материал CoSi был синтезирован из порошков кобальта и кремния путем нагревания в вакуумированных кварцевых ампулах до 950 °C со

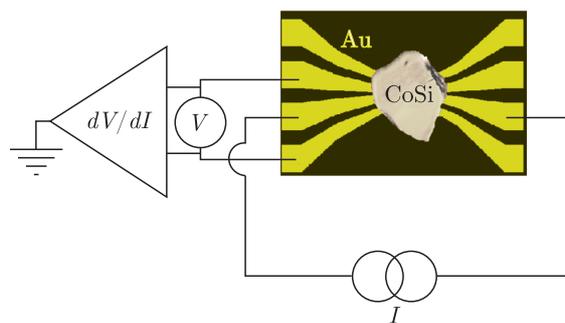


Рис. 1. (В цвете онлайн) Оптическое изображение образца. Монокристалл CoSi с продольным размером около 100 мкм и толщиной 1 мкм помещается на изолирующую подложку SiO₂. Контакты из Au толщиной 100 нм разделены промежутками в 5 мкм. Электрическая схема демонстрирует четырехточечный метод измерения компонент напряжения Холла 1ω и 2ω с помощью фазочувствительного усилителя. Датчики напряжения расположены симметрично относительно линии тока, что также защищает сигнал 2ω от возможной примеси термоэдс [26]

скоростью 10 °C/ч. Ампулы выдерживались при этой температуре в течение двух недель, а затем охлаждались до комнатной температуры со скоростью 6 °C/ч. Полученный материал с помощью рентгеноструктурного анализа был идентифицирован как CoSi с некоторыми следами SiO₂. Затем методом йодного транспорта в вакуумированных кварцевых ампулах при температуре 1000 °C были выращены монокристаллы CoSi. Рентгеновская дифрактометрия показывает, что кристаллы имеют кубическую структуру, а рентгеноспектральный анализ подтверждает эквиаомное соотношение Co и Si без каких-либо следов SiO₂. Небольшие пластинки CoSi можно легко получить из исходного монокристалла методом механического скалывания [36, 37]. С помощью стандартных измерений магнитосопротивления кристаллографическая ориентация пластинок определяется как (001) [38].

Топологические полуметаллы являются трехмерными кристаллами [1], поэтому необходимо использовать толстые (около 1 мкм) пластинки CoSi. Стандартный процесс литографии невозможен из-за разницы в высоте 1 мкм между подложкой и верхней поверхностью чешуйки, поэтому стандартная методика подготовки образцов с тонкими пластинками [36, 37, 39–41] была модифицирована. Первоначально шаблон контакта задается на изолирующей подложке SiO₂ методом взрывной литографии после термического напыления 100 нм золота, как показано на рис. 1. Золотые дорожки имеют ширину 10 мкм, при этом дорожки разделены интервала-

ми в 5 мкм. Небольшая пластинка CoSi слегка прижимается к Au-контактам с помощью другой окисленной кремниевой подложки, см. рис. 1, поэтому контакт Au-CoSi формируется на нижней поверхности пластинки CoSi. Данная процедура обеспечивает надежные контакты Au-CoSi, которые защищены от любого окисления (загрязнения) и являются стабильными в различных циклах охлаждения [36, 37, 39–41].

Для исследования НЭХ в киральном топологическом полуметалле CoSi были выполнены измерения первой (1ω) и второй (2ω) гармоник с помощью стандартного четырехточечного метода для xx - (продольной) и xy - (поперечной) составляющих напряжения Холла. Конфигурация, соответствующая поперечной составляющей напряжения, изображена на рис. 1. Датчики напряжения расположены симметрично относительно линии тока, что также исключает из сигнала 2ω возможную примесь термоэдс [26]. Составляющие напряжения 1ω и 2ω измерялись с помощью фазочувствительного усилителя на частоте $f = 7.7$ кГц. Измерения проводились при температурах жидкого гелия ((1.2–4.2) К) для двух различных ориентаций магнитного поля. Аналогичные результаты были получены для различных образцов для нескольких циклов охлаждения.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рисунок 2 демонстрирует ярко выраженное омическое поведение для продольной составляющей напряжения первой гармоники $V_{1\omega}^{xx}$ в отсутствие магнитного поля. При увеличении амплитуды переменного тока I_{ac} от 0 до 0.1 мА зависимость $V_{1\omega}^{xx}(I_{ac})$ остается строго линейной для двух разных образцов. Наклоны зависимостей $V_{1\omega}^{xx}(I_{ac})$ соответствуют сопротивлению объема 0.15 Ом и 0.05 Ом для синей и красной кривых, соответственно. Напротив, типичное сопротивление одиночного контакта Au-CoSi намного выше (≈ 10 Ом при низкой температуре), что соответствует стандартному туннелированию через потенциальный барьер на границе раздела. Это видно из трехточечной кривой $dV/dI(I_{dc})$ на вставке к рис. 2. Таким образом, наша установка позволяет проводить правильные четырехточечные измерения даже для контактов Au-CoSi с относительно высоким сопротивлением.

На рис. 3 показаны xx - и xy -компоненты напряжения второй гармоники в отсутствие магнитного поля. Как и следовало ожидать для строго линейных омических кривых на рис. 2, продольное зна-

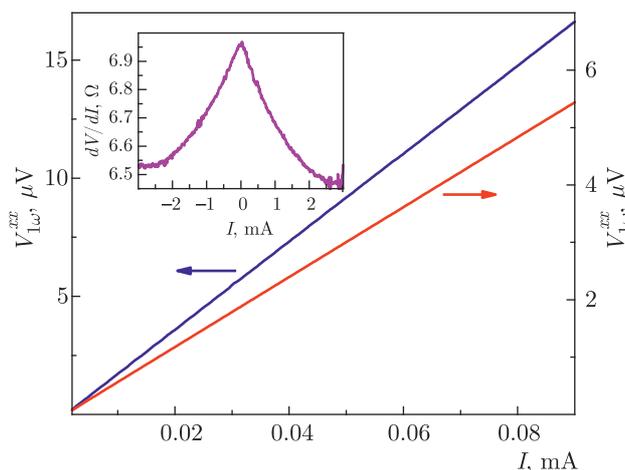


Рис. 2. (В цвете онлайн) Примеры низкотемпературных кривых $V_{1\omega}(I_{ac})$, полученных четырехточечным методом, для двух разных образцов в отсутствие магнитного поля (основной график). Строго линейные омические зависимости (с сопротивлениями менее ≈ 0.2 Ом) подтверждают правильность наших четырехточечных измерений даже для контактов Au-CoSi с относительно высоким сопротивлением. На вставке показана типичная трехточечная кривая $dV/dI(I_{dc})$ для одиночного контакта Au-CoSi, демонстрирующая более высокое сопротивление контакта. Таким образом, для четырехточечных измерений на второй гармонике джоулев нагрев происходит, в основном, в контактах исток-сток, что позволяет полностью компенсировать температурные градиенты в холловской (xy) конфигурации 2ω на рис. 1

чение $V_{2\omega}^{xx}$ пренебрежимо мало: оно не превышает 0.1 мкВ для диапазона переменного тока 0.5 мкА. Напротив, мы наблюдаем хорошо выраженный, до 1 мкВ, поперечный (холловский) сигнал $V_{2\omega}^{xy}$, который нелинейно зависит от переменного тока I_{ac} . Зависимости являются квадратичными, $V_{2\omega}^{xy} \propto I_{ac}^2$, как это показано на правой вставке к рис. 3 для одного из образцов. Также мы не наблюдаем значительной температурной зависимости для $V_{2\omega}^{xy}$ в интервале температур (1.2–4.2) К, см. верхнюю вставку на рис. 3. Такое поведение (слабая зависимость $V_{2\omega}^{xx}$ и квадратичная зависимость $V_{2\omega}^{xy}$) было получено для разных образцов в разных циклах охлаждения, например, две кривые на основном графике рис. 3 получены для тех же двух образцов, что и кривые на рис. 2, а квадратичные кривые на верхней вставке к рис. 3 — для другого образца.

В принципе, квадратичная зависимость сигнала второй гармоники также может возникать из-за термоэлектрических эффектов [42, 43]. Джоулев нагрев пропорционален квадрату продольного тока, $\propto I^2$, что приводит к отклику на второй гармонике при

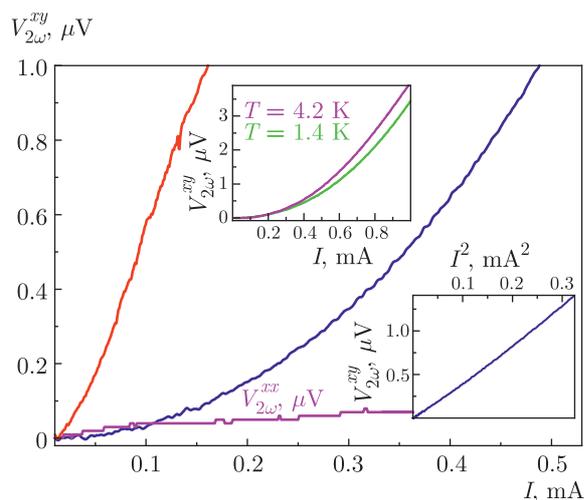


Рис. 3. (В цвете онлайн) Компоненты xx и xy напряжения на второй гармонике в отсутствие магнитного поля для трех различных образцов. Продольное напряжение $V_{2\omega}^{xx}$ пренебрежимо мало, а поперечное (холловское) $V_{2\omega}^{xy}(I_{ac})$ составляет до 1 мкВ в одном и том же диапазоне переменного тока для двух разных образцов. Нижняя вставка подтверждает строго квадратичную зависимость $V_{2\omega}^{xy} \propto I^2$ для одной из кривых основного графика. На верхней вставке приведены температурные зависимости величины $V_{2\omega}^{xy}$ в интервале температур (1.2–4.2) К для другого (третьего) образца, видно, что зависимости также являются квадратичными ($\propto I^2$)

нагреве переменным током. В геометрии эксперимента градиент температуры между датчиками напряжения на рис. 1 сильно подавлен. Поскольку для наших образцов джоулев нагрев происходит, в основном, на контактах исток-сток, не следует ожидать какой-либо значительной примеси от эффекта Зеебека. С другой стороны, наличие перпендикулярного магнитного поля в данной экспериментальной геометрии приводит к появлению квадратичной поправки к коэффициенту Зеебека [44, 45], в то же время напряжение НЭХ на второй гармонике демонстрирует зависимость нечетного типа от перпендикулярного магнитного поля [26]. Таким образом, измерения в присутствии магнитного поля позволяют отличить эффект НЭХ от термоэлектрического отклика [26]. Мы хотим отметить, что эффект Нернста также не может вносить вклад в отклик поперечной составляющей напряжения, так как в данной геометрии эксперимента он должен измеряться вдоль линии тока.

Из вида зависимости от магнитного поля следует, что сигнал $V_{2\omega}^{xy}$ действительно свидетельствует о проявлении нелинейного эффекта Холла. На рис. 4

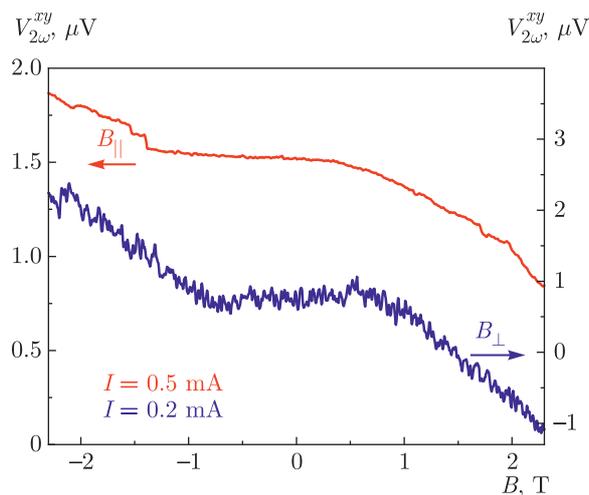


Рис. 4. (В цвете онлайн) Зависимости $V_{2\omega}^{xy}(B)$ с явно выраженным нечетным поведением относительно знака магнитного поля для случаев параллельной и перпендикулярной ориентации магнитного поля. Кривые состоят из двух линейных ветвей в сильных положительных и отрицательных магнитных полях и плоской области вокруг нулевого значения поля. Для перпендикулярного магнитного поля сигнал $V_{2\omega}^{xy}(B)$ подтверждает нелинейное происхождение эффекта Холла $V_{2\omega}^{xy}$. Удивляет, что качественно аналогичная явно нечетная зависимость $V_{2\omega}^{xy}(B)$ имеет место и для параллельного магнитного поля, в случае которого, по-видимому, наблюдается планарный нелинейный эффект Холла

показана сильная нечетная зависимость $V_{2\omega}^{xy}(B)$ в перпендикулярном магнитном поле. Кривая состоит из двух линейных ветвей для сильных положительных и отрицательных магнитных полей и плоской области вблизи нулевого значения поля. Таким образом, сигнал $V_{2\omega}^{xy}$ чувствителен к знаку магнитного поля — он пересекает нуль при положительном значении $B = 1.5$ Тл. Это поведение очень похоже на поведение вейлевского полуметалла WTe_2 [26] и подтверждает происхождение эффекта НЭХ для сигнала $V_{2\omega}^{xy}$. Кроме того, численные значения сигнала $V_{2\omega}^{xy}$ на рис. 3 и 4 намного выше (на один порядок), чем это было продемонстрировано для полуметаллов Вейля и Дирака [26] в той же экспериментальной геометрии.

Удивительно, что для магнитных полей параллельной ориентации наблюдается качественно аналогичная сильная нечетная зависимость сигнала $V_{2\omega}^{xy}$. Несмотря на то, что красная кривая на рис. 4 не меняет полярности, она также состоит из двух сублинейных ветвей с широкой плоской областью между ними. Для этого случая экспериментально наблюдаемый планарный эффект Холла [29–32] мо-

жет быть связан только со спектром в топологических системах [33–35].

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, для кирального топологического полуметалла CoSi продемонстрировано проявление сигнала НЭХ, по крайней мере, на порядок более высокого, чем для полуметаллов Вейля и Дирака [26] для той же геометрии эксперимента. Зависимость от магнитного поля позволяет не только исключить возможную примесь термоэлектрического отклика, но и свидетельствует о проявлении нового планарного нелинейного эффекта Холла.

При наличии симметрии относительно обращения времени в линейном отклике холловский ток отсутствует. Это подтверждается в работах [10–23], в которых говорится, что нелинейный холловский ток может возникать из кривизны Берри в импульсном пространстве. В упрощенном виде, переменный ток вызывает намагничивание образца, что в отсутствие внешнего магнитного поля приводит к аномальному эффекту Холла [46]. Последний проявляется как напряжение Холла на второй гармонике, амплитуда которого пропорциональна квадрату тока смещения. Поскольку кривизна Берри действует аналогично магнитному полю в импульсном пространстве, напряжение НЭХ линейно в перпендикулярном внешнем магнитном поле [26]. Другой возможный вклад в нелинейный эффект Холла — это рассеяние на немагнитных примесях в нецентросимметричных материалах [47], инвариантных к обращению времени, однако эти механизмы едва ли можно различить экспериментально.

По сравнению с измерениями НЭХ для полуметаллов Вейля и Дирака [24–27], мы наблюдаем на порядок более высокие значения поперечной составляющей напряжения на второй гармонике для образцов аналогичных размеров, см. рис. 2. Это должно отражать особенности спектра в топологическом киральном полуметалле CoSi со значительной кривизной Берри из-за большого разделения киральных узлов в импульсном пространстве [4, 5]. Последний факт также может быть ответственным за широкую плоскую область в зависимости $V_{2\omega}^{xy}(B)$ на рис. 4: чтобы можно было наблюдать отклик образца, внешнее поле должно превышать эффективное (индуцируемое кривизной Берри).

Приведенные выше соображения очевидны только в магнитных полях, ориентированных перпендикулярно плоскости образца. Для магнитного по-

ля, ориентированного параллельно плоскости образца, наоборот, нельзя ожидать простого холловского вклада.

Для полей, ориентированных параллельно плоскости образца, экспериментально наблюдаемый планарный эффект Холла [29–32] может проявляться только в топологических системах [33–35]. Для отклика на второй гармонике в параллельном поле киральная аномалия также вносит вклад в холловские токи [48], в дополнение к ранее обсуждавшемуся вкладу кривизны Берри. Другими словами, планарный НЭХ можно рассматривать как комбинацию аномальной скорости (из-за конечной кривизны Берри) и киральной аномалии в параллельных электрическом и магнитном полях. Вклад киральной аномалии в генерацию второй гармоники в низшем порядке линейно зависит от приложенного магнитного поля [48], поэтому для параллельного поля можно ожидать появления поправки к зависимости $V_{2\omega}^{xy}(B)$, пропорциональной первой степени B . Подобно обычному НЭХ [47], этот результат может быть получен для искаженной (перекошенной, skewed) дисперсии энергии вокруг пар узлов Вейля [49], т. е. он не обязательно связан с наличием конечной кривизны Берри [49]. Кроме того, можно предсказать, что нелинейный планарный эффект Холла возникает из-за генерации поперечного чистого спинового тока, возникающего во втором порядке электрического поля из-за симметричного искажения $2D$ -контура Ферми, который может быть преобразован в нелинейный ток Холла путем приложения магнитного поля, параллельного плоскости образца и сонаправленного с ориентацией спина поперечного нелинейного спинового тока [28].

Таким образом, наши результаты, представленные на рис. 4, следует рассматривать как экспериментальное подтверждение наличия сильного планарного НЭХ в киральном топологическом полуметалле CoSi, при этом различить возможные механизмы [28, 48, 49] эффекта мы не можем.

5. ВЫВОДЫ

Таким образом, проведенное экспериментальное исследование зависимости поперечной составляющей переменного напряжения на второй гармонике от переменного электрического тока для кирального топологического полуметалла CoSi для различных ориентаций магнитного поля позволяет сделать следующие выводы.

1. В отсутствие магнитного поля наблюдаемый отклик квадратично зависит от продольного электрического тока, что характерно для нелинейного эффекта Холла в топологических полуметаллах.

2. При наличии внешнего магнитного поля, независимо от его ориентации относительно плоскости образца, холловское напряжение на второй гармонике демонстрирует зависимость нечетного типа. Если магнитное поле перпендикулярно плоскости образца, то возможный вклад термоэлектрических эффектов можно исключить, тогда отклик поперечной составляющей напряжения на второй гармонике действительно возникает из-за нелинейного эффекта Холла. Если внешнее магнитное поле параллельно плоскости образца, то наблюдается зависимость нечетного типа, что свидетельствует о наличии планарного нелинейного эффекта Холла.

Благодарности. Авторы выражают благодарность В. Т. Долгополову за плодотворные обсуждения и С. С. Хасанову за исследование рентгеновских характеристик образцов.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках Государственного задания РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015001 (2018).
2. P. K. Das, D. D. Sante, I. Vobornik, J. Fujii, T. Okuda, E. Bruyer, A. Gyenis, B. E. Feldman, J. Tao, R. Ciancio, G. Rossi, M. N. Ali, S. Picozzi, A. Yadzani, G. Panaccione, and R. J. Cava, *Nature Comm.* **7**, 10847 (2016).
3. B. Feng, Y.-H. Chan, Y. Feng, R.-Y. Liu, M.-Y. Chou, K. Kuroda, K. Yaji, A. Harasawa, P. Moras, A. Barinov, W. Malaeb, C. Bareille, T. Kondo, S. Shin, F. Komori, T.-C. Chiang, Y. Shi, and I. Matsuda, *Phys. Rev. B* **94**, 195134 (2016).
4. B. Bradlyn, J. Cano, Z. Wang, M. G. Vergniory, C. Felser, R. J. Cava, and B. A. Bernevig, *Science* **353**, aaf5037 (2016).
5. Peizhe Tang, Quan Zhou, and Shou-Cheng Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 206402 (2017).
6. N. B. Schröter, D. Pei, M. G. Vergniory, Y. Sun, K. Manna, F. de Juan, J. A. Krieger, V. Süss, M. Schmidt, P. Dudin, B. Bradlyn, T. K. Kim, Th. Schmitt, C. Cacho, C. Felser, V. N. Strocov, and Y. Chen, *Nature Phys.* **15**, 759 (2019).
7. Zhicheng Rao, Hang Li, Tiantian Zhang, Shangjie Tian, Chenghe Li, Binbin Fu, Cenyao Tang, Le Wang, Zhilin Li, Wenhui Fan, Jiajun Li, Yaobo Huang, Zhehong Liu, Youwen Long, Chen Fang, Hongming Weng, Youguo Shi, Hechang Lei, Yujie Sun, Tian Qian and Hong Ding, *Nature* **567**, 496 (2019).
8. Daichi Takane, Zhiwei Wang, Seigo Souma, Kosuke Nakayama, Takechika Nakamura, Hikaru Oinuma, Yuki Nakata, Hideaki Iwasawa, Cephise Cacho, Timur Kim, Koji Horiba, Hiroshi Kumigashira, Takashi Takahashi, Yoichi Ando, and Takafumi Sato, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 076402 (2019).
9. N. B. M. Schröter, S. Stolz, K. Manna, F. de Juan, M. G. Vergniory, J. A. Krieger, D. Pei, Th. Schmitt, P. Dudin, T. K. Kim, C. Cacho, B. Bradlyn, H. Borrmann, M. Schmidt, R. Widmer, V. N. Strocov, and C. Felser, *Science* **369**, 179 (2020).
10. I. Sodemann and L. Fu, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 216806 (2015).
11. T. Low, Y. Jiang, and F. Guinea, *Phys. Rev. B* **92**, 235447 (2015).
12. Y. Zhang, J. van den Brink, C. Felser, and B. Yan, *2D Materials* **5**, 044001 (2018).
13. Z. Z. Du, C. M. Wang, H.-Z. Lu, and X. C. Xie, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 266601 (2018).
14. Z. Z. Du, C. M. Wang, S. Li, H.-Z. Lu, and X. C. Xie, *Nature Commun.* **10**, 3047 (2019).
15. C. Xiao, Z. Z. Du, and Q. Niu, *Phys. Rev. B* **100**, 165422 (2019).
16. S. Nandy and I. Sodemann, *Phys. Rev. B* **100**, 195117 (2019).
17. H. Wang and X. Qian, *npj Comput. Mater.* **55**, 1 (2019).
18. B. T. Zhou, C.-P. Zhang, and K. T. Law, *Phys. Rev. App.* **13**, 024053 (2020).
19. H. Rostami and V. Juričić, *Phys. Rev. Res.* **2**, 013069 (2020).
20. D.-F. Shao, S.-H. Zhang, G. Gurung, W. Yang, and E. Y. Tsybal, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 067203 (2020).
21. S. Singh, J. Kim, K. M. Rabe, and D. Vanderbilt, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 046402 (2020); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.046402>.
22. M. W.-Y. Tu, C. Li, H. Yu, and W. Yao, *2D Mater.* (2020); <https://doi.org/10.1088/2053-1583/ab89e8>.
23. Z. Z. Du, C. M. Wang, Hai-Peng Sun, Hai-Zhou Lu, and X. C. Xie, *arXiv:2004.09742* (2020).

24. Q. Ma, S.-Y. Xu, H. Shen, D. MacNeill, V. Fatemi, T.-R. Chang et al., *Nature* **565**, 337 (2019).
25. K. Kang, T. Li, E. Sohn, J. Shan, and K. F. Mak, *Nature Mater.* **18**, 324 (2019).
26. O. O. Shvetsov, V. D. Esin, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov, and E. V. Deviatov, *JETP Lett.* **109**, 715 (2019); <https://doi.org/10.1134/S0021364019110018>.
27. A. Tiwari, F. Chen, Sh. Zhong, E. Drueke, J. Koo, A. Kaczmarek, C. Xiao, J. Gao, X. Luo, Q. Niu, Y. Sun, B. Yan, L. Zhao, and A. W. Tsen, *Nat. Commun.* **12**, 2049 (2021); <https://doi.org/10.1038/s41467-021-22343-5>.
28. Pan He, S. S.-L. Zhang, Dapeng Zhu, Shuyuan Shi, O. G. Heinonen, G. Vignale, and Hyunsoo Yang, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 016801 (2019).
29. N. Kumar, S. N. Guin, C. Felser, and C. Shekhar, *Phys. Rev. B* **98**, 041103 (2018).
30. F. C. Chen, X. Luo, J. Yan, Y. Sun, H. Y. Lv, W. J. Lu, C. Y. Xi, P. Tong, Z. G. Sheng, X. B. Zhu, W. H. Song, and Y. P. Sun, *Phys. Rev. B* **98**, 041114 (2018).
31. D. D. Liang, Y. J. Wang, W. L. Zhen, J. Yang, S. R. Weng, X. Yan, Y. Y. Han, W. Tong, W. K. Zhu, L. Pi, and C. J. Zhang, *AIP Adv.* **9**, 055015 (2019).
32. P. Li, C. Zhang, Y. Wen, L. Cheng, G. Nichols, D. G. Cory, G.-X. Miao, and X.-X. Zhang, *Phys. Rev. B* **100**, 205128 (2019).
33. A. A. Burkov, *Phys. Rev. B* **96**, 041110 (2017).
34. S. Nandy, G. Sharma, A. Taraphder, and S. Tewari, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 176804 (2017).
35. D. Ma, H. Jiang, H. Liu, and X. C. Xie, *Phys. Rev. B* **99**, 115121 (2019).
36. O. O. Shvetsov, V. D. Esin, Yu. S. Barash, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov, and E. V. Deviatov, *Phys. Rev. B* **101**, 035304 (2020); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.035304>.
37. O. O. Shvetsov, V. D. Esin, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov, and E. V. Deviatov, *Phys. Rev. B* **99**, 125305 (2019); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.125305>.
38. D. S. Wu, Z. Y. Mi, Y. J. Li, W. Wu, P. L. Li, Y. T. Song, G. T. Liu, G. Li, and J. L. Luo, *Chinese Phys. Lett.* **36**, 077102 (2019).
39. O. O. Shvetsov, A. Kononov, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov, and E. V. Deviatov, *JETP Lett.* **107**, 774 (2018); <https://doi.org/10.1134/S0021364018120020>.
40. O. O. Shvetsov, A. Kononov, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov, and E. V. Deviatov, *Eur. Phys. Lett.* **124**, 47003 (2018); <https://doi.org/10.1209/0295-5075/124/47003>.
41. A. Kononov, O. O. Shvetsov, S. V. Egorov, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov, and E. V. Deviatov, *Eur. Phys. Lett.* **122**, 27004 (2018); <https://doi.org/10.1209/0295-5075/122/27004>.
42. C. Fu, Th. Scaffidi, J. Waissman, Y. Sun, R. Saha, S. J. Watzman, A. K. Srivastava, G. Li, W. Schnelle, P. Werner, M. E. Kamminga, S. Sachdev, S. S. P. Parkin, S. A. Hartnoll, C. Felser, and J. Gooth, arXiv: 1802.09468.
43. Tong Zhou, Cheng Zhang, Huisheng Zhang, Faxian Xiu, and Zhongqin Yang, *Inorg. Chem. Front.* **3**, 1637 (2016).
44. R. Lundgren, P. Laurell, and G. A. Fiete, *Phys. Rev. B* **90**, 165115 (2014); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.165115>.
45. K. Das and A. Agarwal, *Phys. Rev. B* **100**, 085406 (2019); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.085406>.
46. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong, *Revi. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010).
47. Hiroki Isobe, Su-Yang Xu, and Liang Fu, *Sci. Adv.* **6**, eaay2497 (2020); <https://doi.org/10.1126/sciadv.aay2497>.
48. A. A. Zyuzin and A. Yu. Zyuzin, *Phys. Rev. B* **95**, 085127 (2017); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.085127>.
49. Rui-Hao Li, O. G. Heinonen, A. A. Burkov, and S. S.-L. Zhang, *Phys. Rev. B* **103**, 045105 (2021).