Письма в ЖЭТФ, том 118, вып. 7, с. 506 – 512 © 2023 г. 10 октября

Гигантский планарный эффект Холла в ультрачистом монокристаллическом образце селенида ртути

С. Б. Бобин[1)], *А. Т. Лончаков*

Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 7 августа 2023 г.
После переработки 22 августа 2023 г.
Принята к публикации 22 августа 2023 г.

В халькогениде ртути HgSe при использовании в качестве объекта исследования ультрачистого монокристаллического образца с концентрацией электронов 5.5×10^{15} см$^{-3}$ обнаружен гигантский планарный эффект Холла с амплитудой ≈ 50 мОм см при $T = 80$ K в магнитном поле 10 Тл. Приводится его осциллирующая зависимость от угла поворота образца в разных магнитных полях. Характерные признаки (период осцилляций, положение экстремумов, корреляция между амплитудой планарного холловского и планарного продольного магнитосопротивления) указывают на то, что в этом немагнитном бесщелевом полуметалле с изотропной поверхностью Ферми планарный эффект Холла индуцируется киральной аномалией. Тем самым получен весомый аргумент в пользу топологической природы электронного спектра HgSe.

DOI: 10.31857/S1234567823190060, EDN: xrawjr

Введение. Планарный эффект Холла (ПЭХ) в качестве нового гальваномагнитного явления был открыт в 1954 г. в кристаллах n- и p-Ge [1] и объяснен анизотропией магнитосопротивления (МС), отражающей анизотропию поверхности Ферми и времени релаксации. В эксперименте ПЭХ обнаруживается как появление поперечной разности потенциалов в случае, когда магнитное поле и приложенное к образцу электрическое поле, вызывающее протекание тока через образец, находятся строго в одной плоскости. При этом магнитное и электрическое поле должны образовывать угол, отличный от 0 (π) или $\frac{\pi}{2}$ $\left(\frac{3\pi}{2}\right)$, что достигается вращением образца в магнитном поле. Этим ПЭХ отличается от обычного эффекта Холла, для появления которого необходимо отличие от нуля перпендикулярной к плоскости образца (и электрическому току, соответственно) компоненты магнитного поля. В дальнейшем, помимо немагнитных материалов с анизотропией орбитального МС (более известного в литературе как классическое МС, вызванное действием силы Лоренца), ПЭХ также наблюдался в ферромагнитных системах, таких как Fe_3GeTe_2 [2], $Co_{60}Fe_{20}B_{20}$ [3], $Sr_4Ru_3O_{10}$ [4], $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ [5], эпитаксиальных (Ga,Mn)As структурах [6] и других. Общепринятая трактовка происхождения ПЭХ в подобных системах состоит в изменении вероятности спин-орбитального рассеяния при повороте намагниченности в плоскости образца вместе с магнитным полем относительно электрического тока [7]. Исследования ПЭХ в ферромагнитных материалах выявили возможность практического использования ПЭХ для создания на их базе элементов оперативной магнитной памяти [8]. Кроме того, ПЭХ в ферромагнетиках может быть использован при разработке чувствительных магнитных датчиков с разрешением менее 10 нТл [9].

В последние годы после открытия топологических полуметаллов Дирака [10–12] и Вейля [13–17] интерес к ПЭХ значительно возрос. В 2017 году появились теоретические работы [18, 19], согласно которым в этих материалах появление ПЭХ должно быть следствием присущей им киральной аномалии – не сохранением числа фермионов Вейля с противоположной киральностью в параллельных друг другу электрическом и магнитном поле [20]. Согласно [20], киральная аномалия возникает из-за нарушения фундаментальной симметрии безмассовых фермионов – киральной симметрии. Отметим, что впервые киральная аномалия была обнаружена в эксперименте с А-фазой сверхтекучего ^{3}He, содержащей вейлевские фермионы [21]. Из сказанного выше следует, что ПЭХ может служить своеобразным тестом на наличие в изотропном немагнитном твердом теле киральной аномалии, а значит – и узлов Вейля с противоположной киральностью. Оказалось, что ПЭХ наблюдается в соответствии с предсказаниями теории [18, 19] как в полуметаллах Дирака $ZrTe_{5-\delta}$ [22], $PdTe_2$ [23, 24], Cd_3As_2 [25, 26], VAl_3 [27], $PtTe_2$

[1)]e-mail: bobin@imp.uran.ru

[28], так и в полуметаллах Вейля Na_3Bi [29], CdPtBi [29, 30], T_d-$MoTe_2$ [31], WTe_2 [32], TaAs [33]. С другой стороны, в полуметаллах Дирака $NiTe_2$ [34] и $PtSe_2$ [35] в качестве основной причины ПЭХ рассматривалась анизотропия орбитального МС.

Кроме ПЭХ, следует также упомянуть другой эффект, проявляющийся в топологических полуметаллах благодаря киральной аномалии, – киральный магнитный эффект (КМЭ) [36–40]. Он состоит в генерации тока, дополнительного к основному, индуцированного киральным дисбалансом, который в свою очередь возникает в магнитном поле, параллельном электрическому. Дополнительный (киральный) ток в КМЭ всегда направлен вдоль основного тока, т.е. КМЭ является продольным эффектом, когда как ПЭХ – поперечным. В эксперименте КМЭ проявляется в виде квадратичной по магнитному полю положительной добавки к проводимости. Считается, что наблюдение КМЭ в топологических полуметаллах является необходимым условием для наблюдения ПЭХ, вызванного киральной аномалией.

Недавно мы обнаружили и исследовали положительную продольную магнитопроводимость, индуцированную КМЭ в образцах селенида ртути с низкой концентрацией электронов n_e в интервале ($5.5 \times 10^{15}\,\text{см}^{-3}$ – $1.7 \times 10^{17}\,\text{см}^{-3}$) [41]. Ранее мы также выявили в HgSe особенности поведения продольного и поперечного МС [42], нетривиальную фазу Берри и электронный топологический переход Лифшица при изменении энергии Ферми [43], обнаружили необычный поперечный квантовый эффект в продольном магнитном поле [44]. В совокупности, эти результаты дают веское основание для предположения о наличии в HgSe наряду с тривиальной бесщелевой фазой электронной топологической фазы полуметалла Вейля с отсутствующим центром пространственной инверсии. Поэтому для подтверждения топологической природы HgSe принципиальное значение приобретает фактор ПЭХ. Выявление в немагнитном селениде ртути, обладающим поверхностью Ферми близкой к сферической [45, 46], обусловленного киральной аномалией ПЭХ, являлось главной целью настоящей работы.

Детали эксперимента. В качестве объекта исследования мы выбрали один из образцов HgSe, на котором в [41] нами был изучен КМЭ. Его уникальность заключается в том, что этот образец является ультрачистым. Под этим подразумевается его рекордно низкая для HgSe $n_e = 5.5 \times 10^{15}\,\text{см}^{-3}$ и рекордно высокая подвижность электронов $3.4 \times 10^5\,\frac{\text{см}^2}{\text{В с}}$. Образец был изготовлен более 40 лет назад из однородной части слитка, выращенного методом Бриджмена, и тогда же был подвергнут отжигу в парах Se. Очевидно, что последовавший затем долговременный пассивный отжиг должен был привести к значительному уменьшению числа междоузельных атомов ртути и вакансий анионной подрешетки (дефектов донорного типа в HgSe [46]), обеспечив тем самым такую низкую концентрацию электронов. Выбор образца с очень низкой энергией Ферми имеет первостепенное значение для обеспечения условия выраженной киральности, способного приблизить HgSe к идеальному полуметаллу Вейля. Основные электронные параметры образца, имевшего форму прямоугольного параллелепипеда, и его геометрические размеры приведены в [41]. Использовалась стандартная для HgSe процедура травления поверхности образца и приготовления омических контактов, описанная в [42]. В работе [43] приведены результаты исследования кристаллической структуры HgSe. Измерения магнитотранспортных свойств были выполнены при $T = 80$ и $150\,\text{K}$ стандартным 4-х зондовым методом в магнитном поле до $12\,\text{Тл}$ с использованием оборудования ЦКП "Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов" ИФМ УрО РАН. Вращение образца в магнитном поле выполнялось в интервале углов от 0 до π при двух противоположных направлениях магнитного поля $+\mathbf{B}$ и $-\mathbf{B}$, что эквивалентно повороту образца от 0 до 2π. При этом, в зависимости от угла поворота α измерялось как поперечное ρ_{xy}, так и продольное ρ_{xx} МС. Определяющие их поперечное V_{xy} и продольное V_{xx} напряжения регистрировались с двух пар контактов каждое: пары (1-3), (2-4) и пары (1-2), (3-4), соответственно (рис. 1a). В процессе измерений было установлено, что различие между V_{xy} и V_{xx} для разных пар контактов несущественно. Поэтому в дальнейшем под экспериментальными данными ρ_{xy} и ρ_{xx} будут подразумеваться величины, полученные путем усреднения по двум парам контактов. Из-за особенности конструкции ротатора в нашем эксперименте было удобно отсчитывать α от направления, перпендикулярного направлению электрического тока, как показано на рис. 1a.

Для планарного холловского сопротивления ρ_{xy}, вызванного киральной аномалией, и планарного продольного МС ρ_{xx} согласно теории [18] имеют место следующие выражения:

$$\rho_{xy} = \Delta\rho_{\text{chiral}} \sin\alpha \cos\alpha, \tag{1}$$

$$\rho_{xx} = \rho_{\perp} - \Delta\rho_{\text{chiral}} \cos^2\alpha, \tag{2}$$

где $\Delta\rho_{\text{chiral}} = \rho_{\perp} - \rho_{\parallel}$ – анизотропия МС, вызванная киральной аномалией (амплитуда ПЭХ), $\rho_{\perp}$ и $\rho_{\parallel}$ –

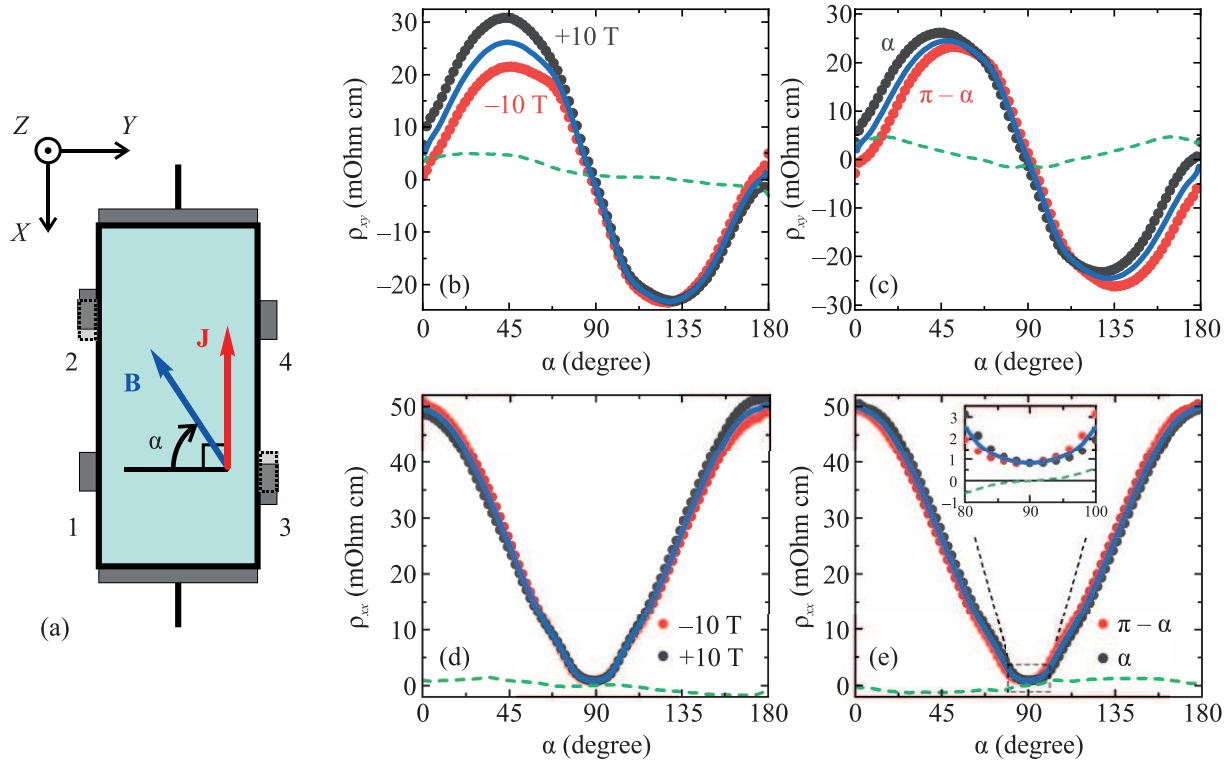

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Геометрия измерения ПЭХ в плоскости XY: **B** – приложенное магнитное поле, α – угол поворота магнитного поля, **J** – электрический ток. Серым цветом показано реальное расположение холловских контактов на образце, а пунктиром – идеальное, напротив друг друга. (b) – Угловая зависимость необработанного планарного холловского сопротивления ρ_{xy} в поле +10 Тл и −10 Тл при $T = 80$ K (символы). Сплошная кривая соответствует усредненному ρ_{xy} по направлению магнитного поля, пунктирная кривая – нечетному вкладу $\delta\rho^{\perp}_{xy}$. (c) – Зависимость усредненного по магнитному полю ρ_{xy} от угла α и $\pi - \alpha$ (символы). Сплошная кривая соответствует усредненному по α ρ_{xy}, пунктирная кривая – четному по углу вкладу $\delta\rho^{\parallel}_{xx}$. (d) – Угловая зависимость необработанного планарного продольного МС ρ_{xx} в поле +10 Тл и −10 Тл при $T = 80$ K (символы). Сплошная кривая соответствует усредненному ρ_{xx} по направлению магнитного поля, пунктирная кривая – нечетному вкладу $\delta'\rho^{\perp}_{xy}$. (e) – Зависимость усредненного по магнитному полю ρ_{xx} от угла α и $\pi - \alpha$ (символы). Сплошная кривая соответствует усредненному по α МС ρ_{xx}, пунктирная кривая – нечетному по углу вкладу $\delta\rho^{\parallel}_{xy}$

МС в случае, когда магнитное поле **B** перпендикулярно и параллельно электрическому току **J** соответственно, находясь при этом в плоскости образца (рис. 1a). Выражение $\Delta\rho_{\text{chiral}}$ через параметры теории, связанные с киральностью, мы обсудим ниже.

Результаты эксперимента и обсуждение. Прежде чем представить главные экспериментальные результаты, укажем на два основных фактора, искажающих зависимости $\rho_{xy}(\alpha)$ и $\rho_{xx}(\alpha)$. Первый источник погрешности – вклад в ρ_{xy} от обычного эффекта Холла $\delta\rho^{\perp}_{xy}$, обусловленный присутствием перпендикулярной к плоскости образца компоненты магнитного поля $\delta\mathbf{B}_{\perp}$ из-за неидеальной ориентации образца. Поскольку обычный эффект Холла является нечетным по магнитному полю, а ПЭХ согласно (1) – четным, для исключения $\delta\rho^{\perp}_{xy}$ достаточно прибегнуть к стандартной процедуре усреднения по магнитному полю:

$$\langle\rho_{xy}(\mathbf{B},\alpha)\rangle_{\mathbf{B}} = \frac{\rho_{xy}(+\mathbf{B},\alpha) + \rho_{xy}(-\mathbf{B},\alpha)}{2}. \qquad (3)$$

Пример такого усреднения показан на рис. 1b (сплошная кривая) для первоначальных данных $\rho_{xy}(\alpha)$ в поле +10 Тл и −10 Тл (символы). Выделенный вклад $\delta\rho^{\perp}_{xy}$ показан пунктирной кривой. Второй тип погрешности связан с неизбежным смещением холловских контактов друг относительно друга, возникающим в процессе изготовления образца, как показано пунктиром на рис. 1a. Неэквипотенциальность холловских контактов приводит к вкладу $\delta\rho^{\parallel}_{xx}$ в измеряемый поперечный эффект от продольного МС. Согласно (1) и (2), ρ_{xy} является нечетной функцией α, а ρ_{xx} – четной. Поэтому $\delta\rho^{\parallel}_{xx}$ можно

исключить с помощью другого усреднения, только в данном случае по углу:

$$\langle\rho_{xy}(\mathbf{B},\alpha)\rangle_\alpha = \frac{\langle\rho_{xy}(\mathbf{B},\alpha)\rangle_\mathbf{B} - \langle\rho_{xy}(\mathbf{B},\pi-\alpha)\rangle_\mathbf{B}}{2}, \quad (4)$$

где определенные с помощью (3) $\langle\rho_{xy}(\mathbf{B},\alpha)_\mathbf{B}$ и $\langle\rho_{xy}(\mathbf{B},\pi-\alpha)\rangle_\mathbf{B}$ представлены символами на рис. 1c. Выделенный четный по углу вклад $\delta\rho^{\parallel}_{xx}(\alpha)$ показан на рис. 1c пунктирной кривой. Окончательно обработанная зависимость $\rho_{xy}(\alpha)$ в поле 10 Тл показана на рис. 1c сплошной кривой. Процедура обработки данных $\rho_{xx}(\alpha)$ для исключения вклада $\delta'\rho^{\perp}_{xy}$, возникающего от $\delta\mathbf{B}_\perp$ (рис. 1d), аналогична описанной выше процедуре для $\rho_{xy}(\alpha)$. В окончательном варианте обработки (рис. 1e) исключается нечетный от угла вклад $\delta\rho^{\parallel}_{xy}$, происходящий от ПЭХ за счет неэквипотенциальности.

Обработанные таким образом экспериментальные данные $\rho_{xy}(\alpha)$ и $\rho_{xx}(\alpha)$ приведены в виде символов на рис. 2a и b, соответственно. Сплошные кривые – результат подгонки по формулам (1) и (2). Видно, что в соответствии с (1), зависимость $\rho_{xy}(\alpha)$ является осциллирующей с периодом π, демонстрируя экстремумы при $\alpha = \frac{\pi}{4}$ и $\frac{3\pi}{4}$. Зависимость $\rho_{xx}(\alpha)$ имеет такой же период, однако в этом случае максимум имеет место при $\alpha = 0$, а минимум – при $\alpha = \frac{\pi}{2}$. Таким образом, сдвиг фаз между $\rho_{xy}(\alpha)$ и $\rho_{xx}(\alpha)$ составляет $\frac{\pi}{4}$. Кроме того, правая ось на рис. 2b показывает относительное изменение $\rho_{xx}(\alpha, B)$ при фиксированном B, в соответствии с выражением $\mathrm{MR} = \frac{\rho_{xx}(\alpha,B)-\rho_0}{\rho_0}$, где ρ_0 – удельное сопротивление в нулевом магнитном поле.

В квазиклассической теории [18] при расчете амплитуды ПЭХ, вызванного киральной аномалией, вводятся три характерных длины: 1. $L_a = \frac{D}{\Gamma B}$, где D – коэффициент диффузии кирального заряда, $\Gamma = \frac{e}{2\pi g}$ – транспортный коэффициент, характеризующий киральную аномалию (e – заряд электрона, g – плотность состояний на уровне Ферми); величина L_a^{-1} количественно определяет силу киральной аномалии, вызванной взаимодействием между электрическим и киральным зарядами; 2. $L_c = (D\tau_c)^{\frac{1}{2}}$ – длина диффузии кирального заряда, где τ_c – время релаксации кирального заряда (или время междолинной релаксации [41]); 3. L_x – длина образца в направлении протекания электрического тока. В слабом магнитном поле, определяемом условием $\left(\frac{L_c}{L_a}\right) \ll 1$, в пределе длинного образца $L_x \gg L_c$ согласно [18]

$$\Delta\rho_{\mathrm{chiral}} \sim \left(\frac{L_c}{L_a}\right)^2 \sim B^2, \quad (5)$$

поскольку в этом случае:

$$\frac{L_c}{L_a} = \Gamma B \left(\frac{\tau_c}{D}\right)^{1/2} \approx \frac{\hbar e v_F^2}{\varepsilon_F^2}\left(\frac{\tau_c}{\tau}\right)^{\frac{1}{2}} B, \quad (6)$$

где $\hbar$ – приведенная постоянная Планка, τ – транспортное время релаксации, v_F – скорость Ферми, ε_F – энергия Ферми. В пределе сильного магнитного поля, когда согласно [18] $\frac{L_c}{L_a} \gg 1$, амплитуда ПЭХ должна выйти на насыщение. Подставив в (6) электронные параметры образца HgSe из [41], мы получили $\left(\frac{L_c}{L_a}\right) \approx 0.35B$. Для сравнения результата эксперимента с теорией [18] на рис. 2c приведена зависимость взятых из рис. 2a подгоночных значений $\Delta\rho_{\mathrm{chiral}}$ от магнитного поля (символы). Сплошные кривые – подгонка эксперимента зависимостью $\Delta\rho_{\mathrm{chiral}} \sim B^\gamma$. Видно, что в области $B \lesssim 4$ Тл, где $\frac{L_c}{L_a} \lesssim 1$ экспериментальные данные хорошо подгоняются зависимостью $\Delta\rho_{\mathrm{chiral}} \sim B^{1.8}$, близкой к предсказанной теорией. При $6 \lesssim B \lesssim 12$ Тл ($2 \lesssim \frac{L_c}{L_a} \lesssim 4$) зависимость $\Delta\rho_{\mathrm{chiral}}(B)$ близка к линейной. В соответствии с численным расчетом зависимости $\Delta\rho_{\mathrm{chiral}}$ от $\frac{L_c}{L_a}$ [18], указанная область магнитного поля, по-видимому, является переходной от предела слабого к пределу сильного поля, который в настоящем эксперименте оказывается недостижимым. Аналогично, степенную магнитополевую зависимость с $\gamma \simeq$ $\simeq (1.8{-}2.0)$ в низких магнитных полях одновременно с отсутствием насыщения в экспериментально достигаемых полях демонстрирует $\Delta\rho_{\mathrm{chiral}}(B)$ и в ряде топологических полуметаллов, таких как $ZrTe_{5-\delta}$ [22], Cd_3As_2 [26], $PtTe_2$ [28], T_d-$MoTe_2$ [31] и WTe_2 [32]. Отметим, что во всех этих работах авторы пришли к заключению, что наблюдаемый ПЭХ связан с киральной аномалией. Таким образом, можно отметить, что обнаруженный в ультрачистом HgSe ПЭХ вписывается в концептуальные рамки теории [18]. Независимым аргументом, свидетельствующим в пользу наличия киральной аномалии в HgSe, является одновременное с ПЭХ наблюдение отрицательного продольного МС без тенденции к насыщению (рис. 2d). Обращает на себя внимание тот факт, что наряду с отрицательным продольным МС, наблюдаемым в параллельном электрическому току магнитном поле, наблюдается сильное положительное МС в перпендикулярном электрическому току магнитном поле, возрастающее в ≈ 70 раз в поле 12 Тл, также без тенденции к насыщению (рис. 2e). Заметим, что сосуществование отрицательного МС при $\mathbf{B}\|\mathbf{J}$ и сильного положительного МС при $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$ свойственно многим полуметаллам Вейля [47–51], к кандидатам в которые мы относим HgSe.

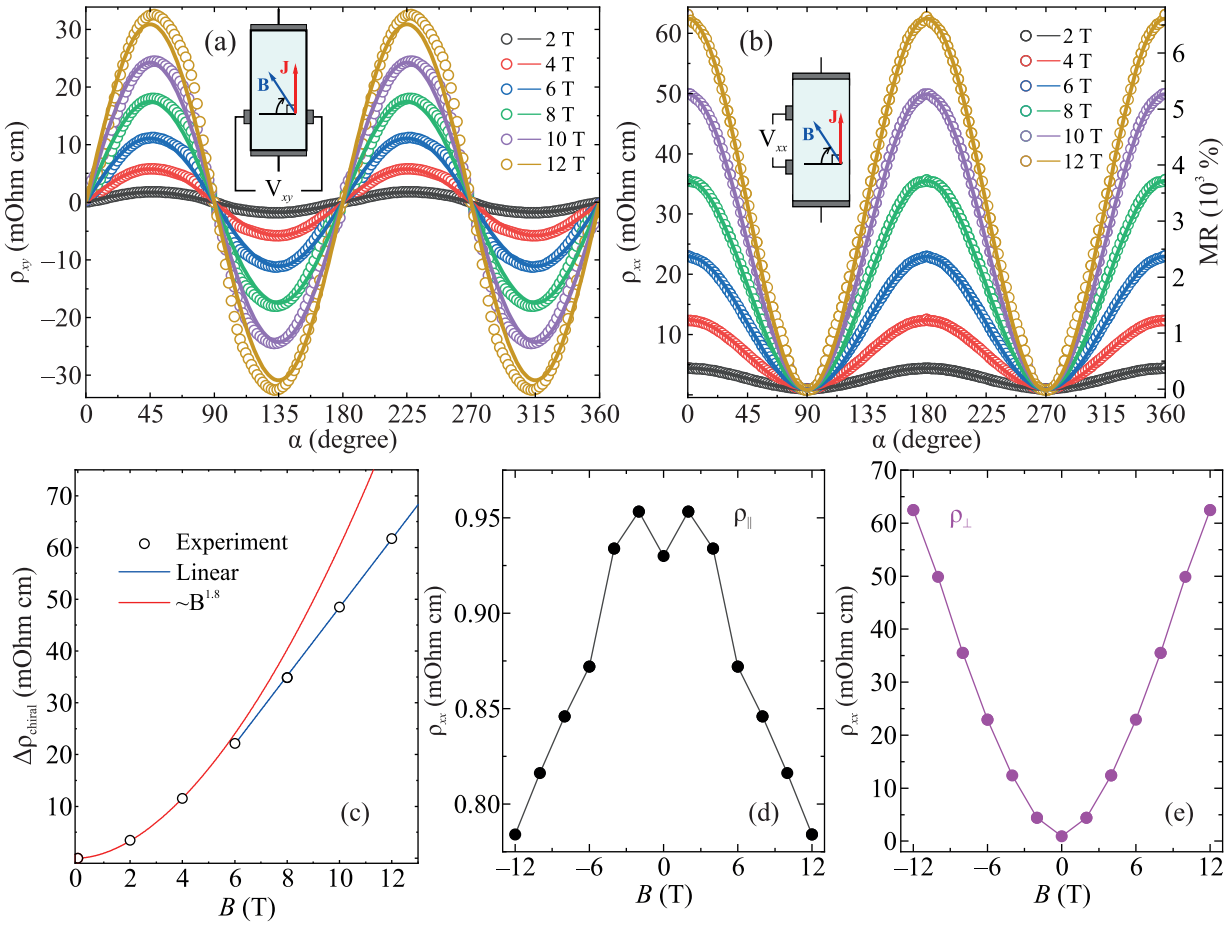

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Угловая зависимость планарного холловского сопротивления $\rho_{xy}(\alpha)$ в разных магнитных полях при $T = 80$ K. Символы – эксперимент, сплошные кривые – подгонка по формуле (1). На вставке – схема измерения поперечного напряжения V_{xy}. (b) – Угловая зависимость планарного продольного МС $\rho_{xx}(\alpha)$ в разных магнитных полях при $T = 80$ K (левая ось); зависимость величины MR от угла вращения (правая ось). Символы – эксперимент, сплошные кривые – подгонка по формуле (2). На вставке – схема измерения продольного напряжения V_{xx}. (c) – Зависимость амплитуды ПЭХ $\Delta\rho_{\text{chiral}}$ от B при $T = 80$ K, построенная с помощью подгоночных данных панели (a) (символы). Сплошные линии — подгонка степенным ($\sim B^{1.8}$) и линейным законом. (d) – Зависимость МС ρ_{xx} от $\mathbf{B}\|\mathbf{J}$. (e) – Зависимость ρ_{xx} от B при расположенном в плоскости образца поле $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$

Данные на рис. 2a и b можно связать между собой, построив так называемые параметрические кривые – зависимости ρ_{xy} от ρ_{xx} при фиксированном поле B, используя в качестве параметра угол вращения α. Совокупность таких параметрических кривых приведена на рис. 3. Видно, что для HgSe параметрические зависимости при разных B представляют собой вытянутые вправо вдоль оси ρ_{xx} и вложенные друг в друга замкнутые выпуклые кривые. Очевидно, что их вытянутость вдоль оси ρ_{xx} отражает рост величины $\rho_{\perp}$ с ростом B (рис. 2e). Такая картина расположения параметрических кривых свойственна топологическим полуметаллам, причиной ПЭХ в которых является киральная аномалия [29, 33]. В случае, если ПЭХ в твердом теле обусловлен анизотропией орбитального МС, картина параметрических кривых будет иной: замкнутые выпуклые кривые будут пересекаться друг с другом, при этом заметно смещаясь вправо вдоль оси ρ_{xx} с увеличением B [24, 34, 35, 52], что отражает отсутствие в системе отрицательного МС $\rho_{\|}(B)$.

Отдельного внимания заслуживает величина ПЭХ при $T = 80$ K. Амплитуда ПЭХ в ультрачистом HgSe ≈ 50 мОм см в поле 10 Тл (рис. 2a) оказывается экстремально большой, превышая амплитуду ПЭХ в известных топологических полуметаллах [22–35, 52] при близких T и B от 10 до 1000 раз. Это дает основание определить открытый нами ПЭХ в ультрачистом HgSe как “гигантский”. Из рисунка 2b (правая ось) видно, что максимальная величина

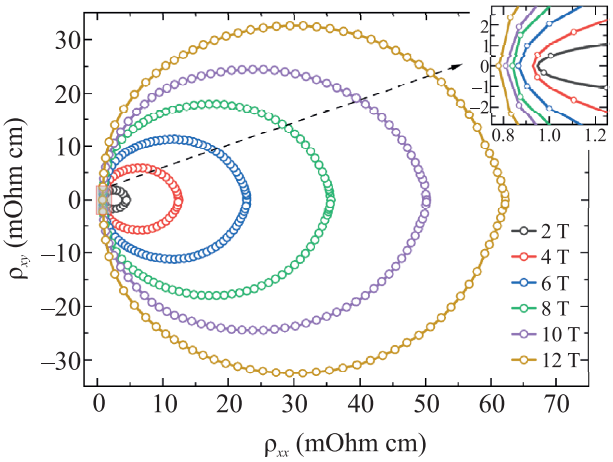

Рис. 3. (Цветной онлайн) Параметрические кривые, демонстрирующие зависимость ρ_{xy} от ρ_{xx} в разных магнитных полях при $T = 80$ K

MR для нашего образца составляет $\approx 7000\,\%$. Тогда как в других топологических материалах она значительно меньше, находясь в интервале от 25 до $500\,\%$ [22, 25, 27, 34, 35]. С увеличением температуры от 80 до 150 K амплитуда ПЭХ уменьшается при $B = 10$ Тл в 5.5 раза до ≈ 9 мОм см (рис. 4). При

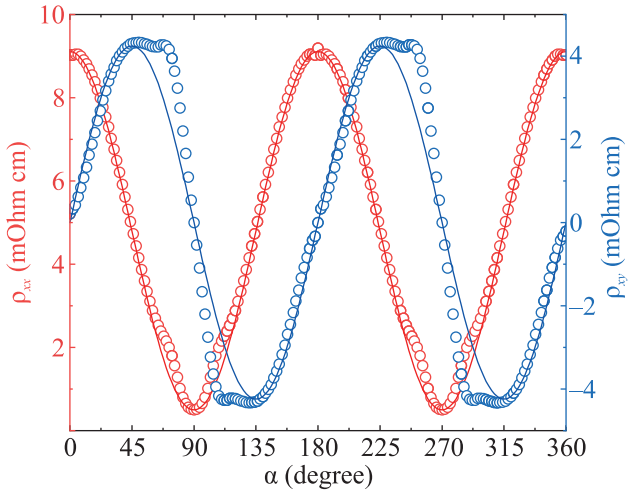

Рис. 4. (Цветной онлайн) Угловая зависимость планарного холловского сопротивления ρ_{xy} (правая ось) и планарного продольного МС ρ_{xx} (левая ось) при $T = 150$ K в магнитном поле 10 Тл. Символы – эксперимент, сплошные линии – подгонка по формулам (1) и (2)

этом максимальная величина MR уменьшается до $\approx 1500\,\%$. Экстремально большая величина ПЭХ в HgSe может послужить хорошей основой для практического применения чистых монокристаллов селенида ртути в качестве чувствительных датчиков планарной компоненты магнитного поля.

Заключение. В заключение подчеркнем, что открытие в настоящей работе в ультрачистом монокристалле HgSe предсказанного теорией ПЭХ вместе с обнаруженным нами ранее в этом же образце КМЭ служит весомым аргументом в пользу существования в этом изотропном и немагнитном материале электронной топологической фазы полуметалла Вейля.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Министерства науки и высшего образования от 29.09.2020 # 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

1. C. Goldberg and R. E. Davis, Phys. Rev. **94**, 1121 (1954).
2. Y. You, Y. Gong, H. Li, Z. Li, M. Zhu, J. Tang, E. Liu, Y. Yao, G. Xu, F. Xu, and W. Wang, Phys. Rev. B **100**, 134441 (2019).
3. K. M. Seemann, F. Freimuth, H. Zhang, S. Blügel, Y. Mokrousov, D. E. Bürgler, and C. M. Schneider, Phys. Rev. Lett. **107**, 086603 (2011).
4. Y. Liu, J. Yang, W. Wang, H. Du, W. Ning, L. Ling, W. Tong, Z. Qu, G. Cao, Y. Zhang, and M. Tian, Phys. Rev. B **95**, 161103 (2017).
5. J. Li, S. L. Li, Z. W. Wu, S. Li, H. F. Chu, J. Wang, Y. Zhang, H. Y. Tian, and D. N. Zheng, J. Phys. Condens. Matter **22**, 146006 (2010).
6. H. X. Tang, R. K. Kawakami, D. D. Awschalom, and M. L. Roukes, Phys. Rev. Lett. **90**, 107201 (2003).
7. D. Thompson, L. Romankiw, and A. Mayadas, IEEE Trans. Magn. **11**, 1039 (1975).
8. Y. Bason, L. Klein, J.-B. Yau, X. Hong, J. Hoffman, and C. H. Ahn, J. Appl. Phys. **99**, 08R701 (2006).
9. F. N. V. Dau, A. Schuhl, J. R. Childress, and M. Sussiau, Sensors and Actuators A: Physical **53**, 256 (1996).
10. S. M. Young, S. Zaheer, J. C. Y. Teo, C. L. Kane, E. J. Mele, and A. M. Rappe, Phys. Rev. Lett. **108**, 140405 (2012).
11. Z. Wang, Y. Sun, X.-Q. Chen, C. Franchini, G. Xu, H. Weng, X. Dai, and Z. Fang, Phys. Rev. B **85**, 195320 (2012).
12. Z. Wang, H. Weng, Q. Wu, X. Dai, and Z. Fang, Phys. Rev. B **88**, 125427 (2013).
13. S.-M. Huang, S.-Y. Xu, I. Belopolski, C.-C. Lee, G. Chang, B. K. Wang, N. Alidoust, G. Bian, M. Neupane, C. Zhang, S. Jia, A. Bansil, H. Lin, and M. Z. Hasan, Nat. Commun. **6**, 7373 (2015).
14. H. Weng, C. Fang, Z. Fang, B. A. Bernevig, and X. Dai, Phys. Rev. X **5**, 011029 (2015).
15. S.-Y. Xu, I. Belopolski, N. Alidoust et al. (Collaboration), Science **349**, 613 (2015).
16. B. Q. Lv, H. M. Weng, B. B. Fu, X. P. Wang, H. Miao, J. Ma, P. Richard, X. C. Huang, L. X. Zhao, G. F. Chen, Z. Fang, X. Dai, T. Qian, and H. Ding, Phys. Rev. X **5**, 031013 (2015).
17. A. A. Burkov, Nature Mater. **15**, 1145 (2016).

18. A. A. Burkov, Phys. Rev. B **96**, 041110 (2017).
19. S. Nandy, G. Sharma, A. Taraphder, and S. Tewari, Phys. Rev. Lett. **119**, 176804 (2017).
20. H. B. Nielsen and M. Ninomiya, Phys. Lett. B **130**, 389 (1983).
21. T. D. C. Bevan, A. J. Manninen, J. B. Cook, J. R. Hook, H. E. Hall, T. Vachaspati, and G. E. Volovik, Nature **386**, 689 (1997).
22. P. Li, C. H. Zhang, J. W. Zhang, Y. Wen, and X. X. Zhang, Phys. Rev. B **98**, 121108 (2018).
23. S. Xu, H. Wang, X.-Y. Wang, Y. Su, P. Cheng, and T.-L. Xia, arXiv (2018), https://arxiv.org/abs/1811.06767.
24. Sonika, M. K. Hooda, S. Sharma, and C. S. Yadav, Appl. Phys. Lett. **119**, 261904 (2021).
25. H. Li, H.-W. Wang, H. He, J. Wang, and S.-Q. Shen, Phys. Rev. B **97**, 201110 (2018).
26. M. Wu, G. Zheng, W. Chu, Y. Liu, W. Gao, H. Zhang, J. Lu, Y. Han, J. Zhou, W. Ning, and M. Tian, Phys. Rev. B **98**, 161110 (2018).
27. R. Singha, S. Roy, A. Pariari, B. Satpati, and P. Mandal, Phys. Rev. B **98**, 081103(R) (2018).
28. A. Vashist, R. K. Singh, N. Wadehra, S. Chakraverty, and Y. Singh, arXiv (2018), https://arxiv.org/abs/1812.06485.
29. S. Liang, J. Lin, S. Kushwaha, J. Xing, N. Ni, R. J. Cava, and N. P. Ong, Phys. Rev. X **8**, 031002 (2018).
30. N. Kumar, S. N. Guin, C. Felser, and C. Shekhar, Phys. Rev. B **98**, 041103 (2018).
31. 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).
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. Q. R. Zhang, B. Zeng, Y. C. Chiu et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **100**, 115138 (2019).
34. Q. Liu, F. Fei, B. Chen, X. Bo, B. Wei, S. Zhang, M. Zhang, F. Xie, M. Naveed, X. Wan, F. Song, and B. Wang, Phys. Rev. B **99**, 155119 (2019).
35. Z. Li, T. Xiao, R. Zou, J. Li, Y. Zhang, Y. Zeng, M. Zhou, J. Zhang, and W. Wu, J. Appl. Phys. **127**, 054306 (2020).
36. D. E. Kharzeev, Progress in Particle and Nuclear Physics **75**, 133 (2014).
37. B. Z. Spivak and A. V. Andreev, Phys. Rev. B **93**, 085107 (2016).
38. A. A. Burkov, Phys. Rev. B **91**, 245157 (2015).
39. Q. Li, D. E. Kharzeev, C. Zhang, Y. Huang, I. Pletikosi, A. V. Fedorov, R. D. Zhong, J. A. Schneeloch, G. D. Gu, and T. Valla, Nat. Phys **12**, 550 (2016).
40. A. Sekine, D. Culcer, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **96**, 235134 (2017).
41. A. T. Lonchakov and S. B. Bobin, J. Phys. Condens. Matter **35**, 065501 (2023).
42. A. T. Lonchakov, S. B. Bobin, V. V. Deryushkin, V. I. Okulov, T. E. Govorkova, and V. N. Neverov, Appl. Phys. Lett. **112**, 082101 (2018).
43. S. B. Bobin, A. T. Lonchakov, V. V. Deryushkin, and V. N. Neverov, J. Phys. Condens. Matter **31**, 115701 (2019).
44. A. T. Lonchakov, S. B. Bobin, V. V. Deryushkin, and V. N. Neverov, J. Phys. Condens. Matter **31**, 405706 (2019).
45. C. R. Whitsett, Phys. Rev. **138**, A829 (1965).
46. I. M. Tsidilkovski, *Electron Spectrum of Gapless Semiconductors*, Springer, Berlin, N.Y. (1996).
47. C.-L. Zhang, S.-Y. Xu, I. Belopolski et al. (Collaboration), Nat. Commun. **7**, 10735 (2016).
48. X. Huang, L. Zhao, Y. Long, P. Wang, D. Chen, Z. Yang, H. Liang, M. Xue, H. Weng, Z. Fang, X. Dai, and G. Chen, Phys. Rev. X **5**, 031023 (2015).
49. C. Shekhar, A. K. Nayak, Y. Sun et al. (Collaboration), Nat. Phys. **11**, 645 (2015).
50. Z. Wang, Y. Zheng, Z. Shen, Y. Lu, H. Fang, F. Sheng, Y. Zhou, X. Yang, Y. Li, C. Feng, and Z.-A. Xu, Phys. Rev. B **93**, 121112 (2016).
51. J. Du, H. Wang, Q. Chen, Q. H. Mao, R. Khan, B. J. Xu, Y. X. Zhou, Y. N. Zhang, J. H. Yang, B. Chen, C. M. Feng, and M. H. Fang, Science China Physics, Mechanics & Astronomy **59**, 657406 (2016).
52. W. Gao, M. Han, Z. Chen, A. Zhu, Y. Han, M. Zhu, X. Zhu, and M. Tian, Appl. Phys. Lett. **122**, 173102 (2023).