

Особенности магнитных осцилляций в монокристалле HgSe с примесями кобальта низкой концентрации (< 1 ат%)

© А.И. Вейнгер¹, И.В. Кочман^{1,¶}, В.И. Окулов², Т.Е. Говоркова²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, 620137 Екатеринбург, Россия

¶ E-mail: kochman@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 21 июля 2021 г.

В окончательной редакции 18 августа 2021 г.

Принята к публикации 10 сентября 2021 г.

Представлены результаты экспериментального исследования осцилляций магнитосопротивления в монокристалле HgSe с примесями кобальта низкой концентрации (< 1 ат%). Обнаружено, что при таких концентрациях примесей ($\sim 10^{18}$ см⁻³) наблюдаются два вида магнитных осцилляций: осцилляции Шубникова–де-Гааза при низких температурах ($T < 10$ К) и магнитофононные осцилляции при температурах ($T > 10$ К). Первые из них обусловлены взаимодействием с магнитным полем внутри подзоны Ландау, а вторые — взаимодействием с продольными оптическими фононами. Продемонстрированы различия в свойствах этих видов осцилляций. Сделаны предположения о возможном происхождении магнитофононных осцилляций в этих структурах.

Ключевые слова: 3d-примеси низкой концентрации, бесщелевые полупроводники, магнитофононные осцилляции, осцилляции ШдГ, оптические и акустические фононы.

DOI: 10.21883/FTP.2022.01.51814.9718

1. Введение

Интерес к изучению полупроводника HgSe с 3d-примесями определяется возможностью его использования в качестве детектора, работающего в ИК-диапазоне, а также в различных устройствах спинтроники. С фундаментальной точки зрения эти кристаллы также привлекают большое внимание исследователей, так как обладают целым спектром интересных физических свойств, изучение которых позволяет более полно понять их поведение при различных внешних воздействиях. Одним из таких воздействий является реакция кристалла на внешнее магнитное поле, которое изменяет траектории электронов, свободно двигающихся по кристаллу. Это приводит к появлению таких классических эффектов, как эффект Холла, эффект Шубникова–де-Гааза (ШдГ) и других. Анализ этих эффектов позволяет определить основные параметры носителей заряда полупроводникового кристалла: концентрацию, компенсацию, подвижность, время релаксации, время жизни, эффективную массу, g -фактор и т.д. Обзор осцилляционных явлений в металлах и вырожденных полупроводниках подробно описан в монографии Шенберга [1]. Детальное обсуждение осцилляций ШдГ в кристалле HgSe представлено в статье Whitsetta [2]. Использование микроволнового поглощения для регистрации данного эффекта в InAs описано в работе Вейнгера с соавт. [3], а непосредственно регистрация осциллирующего магнитосопротивления в микроволновом диапазоне в кристалле HgSe с примесями Fe низкой концентрации (< 1 ат%) представлена в статье [4].

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению эффекта Шубникова–де-Гааза в монокристалле HgSe с примесями Co низкой концентрации (< 1 ат%) и детальному анализу полученных результатов, который позволит определить значения параметров исследуемой системы и сравнить их с результатами, полученными ранее для монокристалла HgSe с примесями Fe низкой концентрации. Примесные атомы железа и кобальта в металлическом состоянии обладают ферромагнитными свойствами, и поэтому представляет интерес сравнить поведение данных примесей (d -электронов) в разбавленном состоянии, когда они выступают как примеси в основной решетке.

При легировании HgSe примесями переходных металлов Fe или Co в картине осцилляций наблюдаются особенности, которые связаны прежде всего с тем, что эти примеси создают резонансные уровни в зоне проводимости кристалла [5]. В результате этого уровень Ферми захватывается уровнем примеси и в широкой области ее концентраций перестает зависеть от этого параметра. Исследование влияния этого эффекта на концентрацию электронов, подвижность и температуру Дингла рассмотрено в работе [6], а результаты количественной интерпретации, разработанной в рамках теории резонансного рассеяния на основе подхода Фриделя, представлены в работе [7]. Таким образом, интересной особенностью примесей переходных металлов низкой концентрации (менее 1 ат%) в полупроводнике HgSe является их способность проявляться сразу в двух эффектах: с одной стороны, они создают спонтанную намагниченность, обусловленную наличием спиновой поляризации [8,9], а с другой — они замещают атомы Hg

и являются донорами, поставляя дополнительные электроны в зону проводимости, состояния которых гибридизируются с состояниями электронов проводимости [10].

Методика электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), описанная в работах [3,4], позволяет повысить точность измерения напряженности магнитного поля и детектировать квантовые осцилляции кинетических и термодинамических коэффициентов в более слабых полях. Физика этого явления заключается в том, что микроволновое магнитное поле возбуждает в образце круговые токи, величина которых определяется сопротивлением образца. Поэтому спектрометр ЭПР способен регистрировать не только изменение микроволнового поглощения, связанное с переворотом спина, но и изменение микроволнового поглощения, связанное с изменением сопротивления образца, например, полупроводника [11,12] или сверхпроводника [13,14]. Особенности положительного микроволнового поглощения в монокристалле HgSe с примесями Fe низкой концентрации в слабых полях были рассмотрены нами в статье [15], а в области появления осцилляций ШдГ ($H > 10$ кЭ) — в работе [4]. Результаты исследования микроволнового поглощения в монокристалле HgSe с примесями Co низкой концентрации в слабых полях описаны в статье [16].

Цель настоящей работы — провести сравнительный анализ картины осцилляций ШдГ в кристаллах HgSe, легированных ферромагнитными примесями Fe и Co низкой концентрации (< 1 ат%), и определить их общие свойства и особенности, характерные для каждой примеси.

2. Образцы и методика измерений

Исследования были проведены на кристаллографически ориентированных образцах HgSe с примесями Fe и Co низкой концентрации (< 1 ат%). Следует отметить, что примесь Fe существенно лучше растворяется в этом материале (растворимость Fe в HgSe $\sim 20\%$) по сравнению с примесью Co (растворимость Co в HgSe $\sim 10\%$). Поэтому для сравнения использовались монокристаллы HgSe с близкой концентрацией примесей, но которая не была максимальной для примеси Fe: $N_{\text{Fe}} \approx 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Co}} \approx 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Хотя обе примеси являются ферромагнитными, их свойства как примесей существенно отличаются. Атом Fe на внешней оболочке имеет два электрона в s -состоянии и шесть электронов в d -состоянии. Когда он входит в решетку матрицы HgSe, два s -электрона связываются с s -электронами окружающих атомов решетки, пять d -электронов образуют глубокую примесную зону, а один d -электрон оказывается слабо связанным с решеткой, переходит в вырожденную зону проводимости и имеет резонансный энергетический уровень $E_C \sim 0.2$ эВ [6]. Таким образом, ион Fe имеет на внешней оболочке пять d -электронов, которые дают характерный спектр ЭПР, описанный в ряде работ [17,18].

Атом Co содержит на внешней оболочке девять электронов, два из которых находятся в s -состоянии, как и

в атоме Fe, а остальные семь находятся в d -состоянии. Первые из них образуют связи с окружающими атомами решетки, один d -электрон переходит в вырожденную зону проводимости, а шесть электронов образуют глубокую примесную зону, которая дает характерный для этой примеси спектр ЭПР [19]. Он содержит только одну линию, которая в некоторых направлениях слабо расщепляется кристаллическим полем. Электрон в вырожденной зоне проводимости имеет резонансный энергетический уровень $E_C \sim 0.09$ эВ [20].

Для исследования использовались также образцы HgSe:Co, выращенные в Черновицком национальном университете (Украина), с концентрацией Co: $N_{\text{Co}} = 6 \cdot 10^{17}$, $4 \cdot 10^{18}$ и $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Эксперименты проводились с помощью ЭПР-спектрометра E-112 фирмы „ВАРИАН“ с проточным криостатом „Oxford Instruments ESR-910“, который способен поддерживать температуру образца в широких пределах (2–300) К. Особенности интерпретации результатов экспериментов в микроволновом диапазоне подробно описаны в работе [4].

3. Результаты эксперимента

3.1. Проявление эффекта ШдГ

Прежде всего мы сравнили вид осцилляций ШдГ для образцов, легированных Fe и Co при близких концентрациях. Они показаны на рис. 1. Концентрация $N_{\text{Fe}} = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Co}} = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Из измеренных зависимостей исключено классическое магнитосопротивление. Из рис. 1 видно, что осцилляции при легировании ионами Co имеют заметно больший период по сравнению с осцилляциями при легировании ионами Fe. Это различие определяется тем, что уровень Ферми расположен значительно ниже в первом случае, чем во втором, что согласуется с результатами цитированных работ [6,17,18,20].

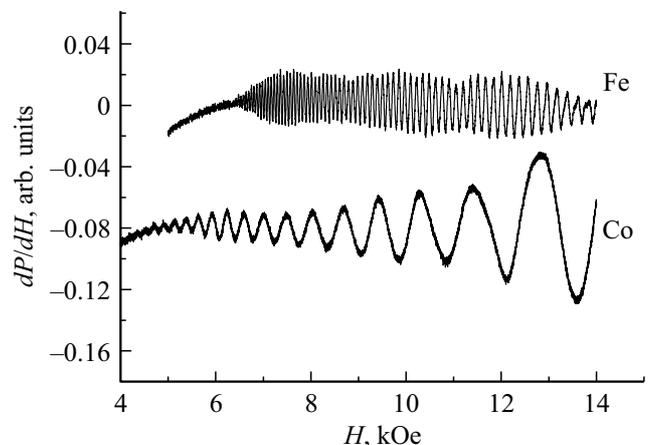


Рис. 1. Характерный вид осцилляций ШдГ в монокристаллах HgSe:Fe(Co) при близких концентрациях примесей ($N_{\text{Fe}} = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Co}} = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и одинаковых кристаллографических ориентациях [110] ($T = 3$ К).

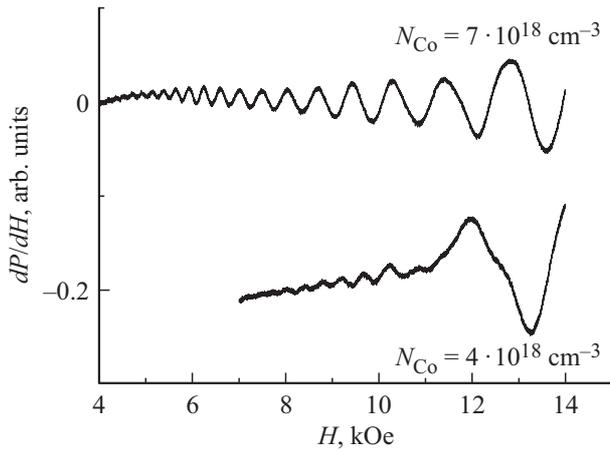


Рис. 2. Осцилляции ШдГ в монокристалле HgSe:Co при различных концентрациях примеси Co (магнитное поле $H \parallel [1\bar{1}0]$, $T = 3$ К).

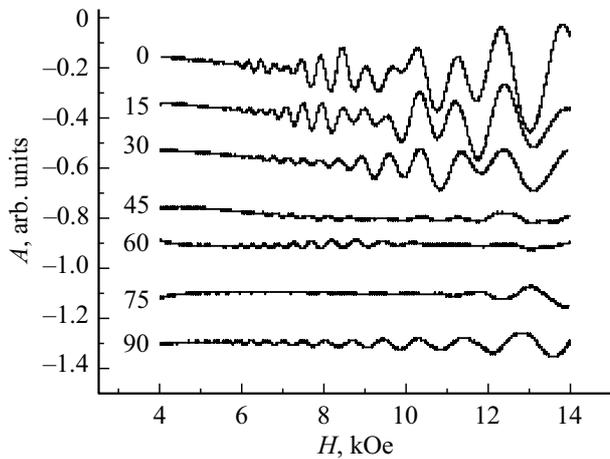


Рис. 3. Угловые зависимости осцилляций ШдГ в монокристалле HgSe:Co ($N_{Co} = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Поворот производился от направления $[010]$ к направлению $[1\bar{1}0]$ в плоскости (011) . Температура $T = 3$ К.

Так как предел растворимости примесей Co в матрице HgSe в 2 раза ниже предела растворимости Fe, для изучения осцилляций ШдГ доступна только относительно небольшая область концентраций Co. При этом при концентрации $N_{Co} = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ осцилляции не наблюдались. На рис. 2 показан вид осцилляций ШдГ при двух концентрациях: $N_{Co} = 4 \cdot 10^{18}$ и $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. По-видимому, при концентрации $Co \sim 10^{18}$ вырождение оказывается достаточно сильным, чтобы появлялись осцилляции. На этом рисунке видно, что при меньших концентрациях примеси на высокочастотные осцилляции ШдГ в области сильных полей накладываются более низкочастотные магнитофонные осцилляции, которые описаны в ряде монографий [21,22]. Более подробно эта особенность осцилляций будет обсуждаться далее.

Из рисунка видно, что при более высокой концентрации примесей Co ($7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) осцилляции имеют большую амплитуду, и их удобнее анализировать.

Рассмотрим угловые зависимости эффекта при низкой температуре, когда они определяются эффектом ШдГ.

На рис. 3 показаны зависимости амплитуды и формы осцилляций для этого образца ($7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) от направления магнитного поля относительно кристаллографических осей при $T = 3$ К. Видно, что осцилляции становятся моночастотными только в направлении $[1\bar{1}0]$, а в остальных направлениях наблюдаются биения, которые связаны со слабым искажением поверхности Ферми в HgSe. Подобные биения наблюдаются и в HgSe:Fe [23]. Таким образом, угловые зависимости в HgSe:Co связаны с особенностями электронной структуры матрицы, а не со свойствами примеси, т.е. наибольшее искажение поверхности Ферми наблюдается в направлении $[111]$, а в направлении $[1\bar{1}0]$ она практически не искажена.

При моночастотном спектре осцилляций ШдГ легко определить квантовый предел осцилляций, используя методику, описанную в работе [3]. Она удобна при использовании техники ЭПР, когда магнитное поле достаточно однородно и может быть определено с высокой точностью. Методика основана на зависимости эффекта квантования плотности состояний электронов в магнитном поле при движении их в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля, которая определяется соотношением

$$\varepsilon = (n + 1/2)\hbar\omega_c, \quad (1)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$, $\omega_c = eH/m^*c$ — циклотронная частота, m^* — эффективная масса электрона.

Анализ кривой при 90° (рис. 3) показал, что поле квантового предела составляет 111.5 кЭ , что гораздо меньше, чем при легировании HgSe ионами Fe ($\sim 850 \text{ кЭ}$) [4].

Неожиданными оказались температурные зависимости осцилляций. В области низких температур ($T \leq 10$ К) они соответствуют всем особенностям эффекта ШдГ. Однако при более высоких температурах их свойства резко изменяются. Эти зависимости при различных температурах показаны на рис. 4.

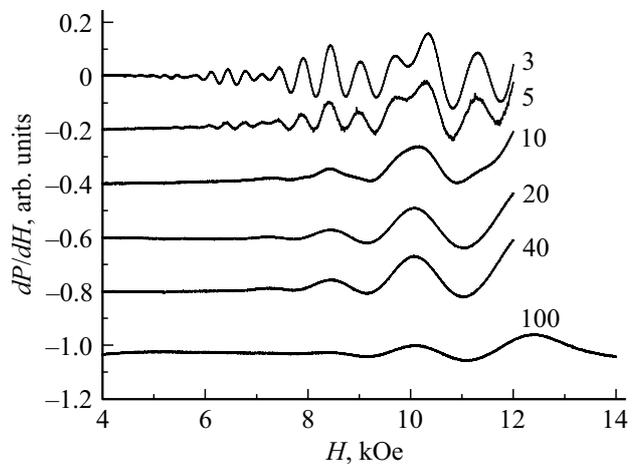


Рис. 4. Температурные зависимости магнитных осцилляций в монокристалле HgSe:Co с концентрацией примесей $N_{Co} = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (магнитное поле $H \parallel [100]$).

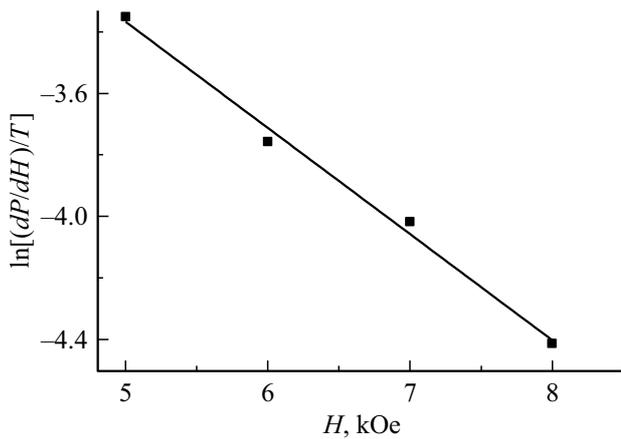


Рис. 5. Зависимость $\ln[(dP/dH)/T]$ от температуры.

Из рис. 4 видно, что, в отличие от InSb [3] и HgSe:Fe [4], осцилляции ШдГ не исчезают в области температур (10–20) К, а изменяется только частота колебаний. Эти относительно высокотемпературные осцилляции, постепенно уменьшаясь по амплитуде, наблюдались вплоть до температур (100–150) К.

Полевые зависимости осцилляций при низких температурах естественно связать с эффектом ШдГ. В таком случае для их анализа можно воспользоваться соотношениями, предложенными Шенбергом [1]. Он показал, что при отсутствии биений при полях много меньше квантового предела, между производной амплитуды осцилляций, магнитным полем и температурой выполняется соотношение

$$dP/dH = 294p(m/m_0)(T/H) \exp[-147p(m/m_0)(T/H)], \quad (2)$$

где H — магнитное поле, выраженное в кЭ, $p = 1$ или 2 в зависимости от влияния спиновой составляющей; остальные обозначения общепринятые. Мы принимали $p = 1$, так как спиновые расщепления осцилляций в эксперименте не наблюдались.

Из формулы (2) следует, что при увеличении температуры зависимость амплитуды сигнала от температуры описывается соотношением

$$\ln[(dP/dH)/T] = \ln[294p(m/m_0)(1/H)] - 147p(m/m_0)(T/H), \quad (3)$$

а значение эффективной массы определяется выражением

$$m/m_0 = \left(d(\ln[(dP/dH)/T])/dT \right) H / (147p). \quad (4)$$

На рис. 5 показана зависимость $\ln[(dP/dH)/T]$ от температуры T . Видно, что они пропорциональны, т.е. эффективная масса остается постоянной в измеренном диапазоне температур, и $m/m_0 = 0.019$, что совпадает со значением, полученным в работе [24].

Из полученных закономерностей не удалось определить значение температуры Дингла, как это было сделано в работе [4]. Амплитуды осцилляций ШдГ, как оказалось, искажаются из-за смешивания двух видов осцилляций и не подчиняются соотношению (2). Хотя при направлении магнитного поля $[1\bar{1}0]$ эти искажения незаметны, но зависимость $dP/dH = f(H)$ не подчиняется соотношению (2).

Анализируя рис. 4, следует отметить, что максимумы осцилляций ШдГ почти совпадают с максимальными значениями высокотемпературных осцилляций. Можно предположить, что источником биений могут быть не только слабые искажения поверхности Ферми, но и одновременное проявление в образце двух видов осцилляций различного происхождения.

3.2. Магнитофонные осцилляции

Особенности спектров осцилляций при температурах $T \geq 10$ К позволяют предполагать, что они обусловлены магнитофонным эффектом, который довольно подробно рассмотрен в монографиях [21,22]. В вырожденных полупроводниках этот эффект описан в работе [25]. Осцилляции связаны с рассеянием электронов на продольных оптических фононах с энергией $\hbar\omega_0$. Акт рассеяния происходит, когда энергия оптического фонона становится кратной энергии уровня Ландау $\hbar\omega_c$:

$$\hbar\omega_0 = n\hbar\omega_c, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (5)$$

Электрон, испуская фотон, переходит из области с высокой плотностью состояний в область с низкой плотностью. Самый сильный эффект возникает, когда электрон с уровня Ферми переходит на дно зоны проводимости. В результате сопротивление образца растет, и экспериментально наблюдаются осцилляции, связанные с ростом сопротивления образца.

На рис. 6 показаны такие осцилляции при различном отображении при температуре $T = 20$ К, когда осцилляции ШдГ уже не проявляются. Из рис. 6 следует, что сопротивление образца в основном растет, так как при рассеянии на оптических фононах электроны переходят из области с энергией порядка kT около поверхности Ферми, где они участвуют в проводимости, в область, далекую от поверхности Ферми, и таким образом исключаются из этого процесса. Это характерная особенность магнитофонных осцилляций.

Для кристалла HgSe значения фононных частот определены в статьях [26,27]. Они также имеются в справочнике [28]. Частота оптического фонона $\omega_0 \approx 3 \cdot 10^{13}$ с. Его энергия $\hbar\omega_0 \approx 20$ мэВ. Таким образом, энергия оптического фонона близка к удвоенной энергии резонансного уровня S_0 , когда магнитофонный эффект проявляется оптимальным образом.

Из теории следует, что период магнитофонных осцилляций в обратном поле постоянен и определяется только эффективной массой:

$$\Delta(1/H) = e/(m\omega_0). \quad (6)$$

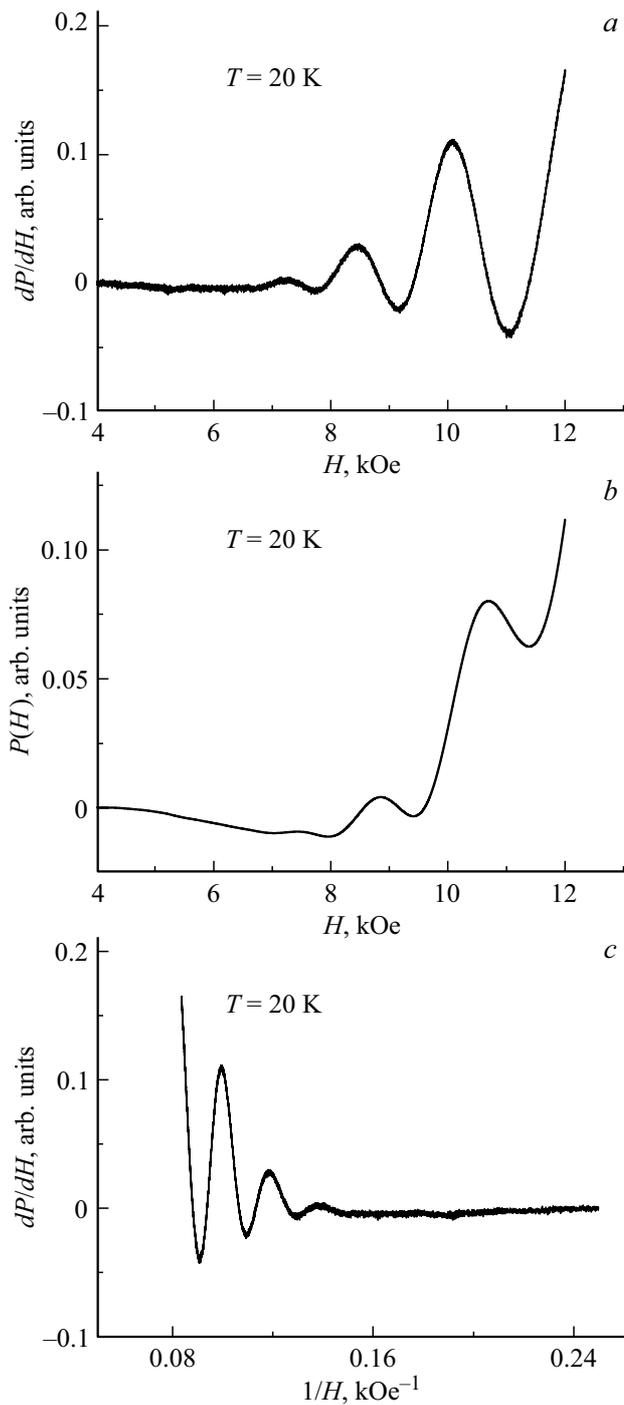


Рис. 6. Отображение магнитофонных осцилляций различных параметров: *a* — производной микроволнового поглощения; *b* — микроволнового поглощения; *c* — производной микроволнового поглощения в обратных полях ($T = 20$ К).

Однако, рис. 7 показывает, что период осцилляций постоянен только при достаточно высоких температурах. При $T \leq 20$ К этот период не остается постоянным, причем расстояние между первым и вторым максимумом растет, а между вторым и третьим уменьшается. Происхождение этой особенности остается непонятным.

При более высоких температурах поведение периода осцилляций соответствует теории и указывает на то, что эффективная масса электронов в этом диапазоне температур остается практически постоянной.

Интересную информацию о характере взаимодействия электронов с оптическими фононами дают температурные зависимости амплитуд осцилляций. Они показаны на рис. 8. Из него видно, что при низких температурах амплитуды пиков несколько уменьшаются с ростом температуры, причем первый и второй пик уменьшаются почти одинаково. При $T \geq 20$ К амплитуды пиков ведут себя достаточно предсказуемо. Они медленно растут в соответствии с ростом плотности оптических фононов, участвующих в рассеянии. Этот процесс происходит вплоть до температур $T \geq 40$ К, когда рассеяние становится максимальным.

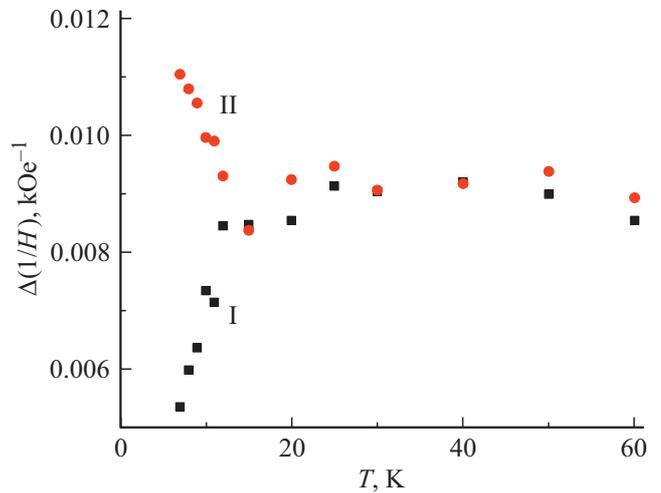


Рис. 7. Зависимость расстояния между первым и вторым максимумом (I) и между вторым и третьим максимумом (II) от температуры.

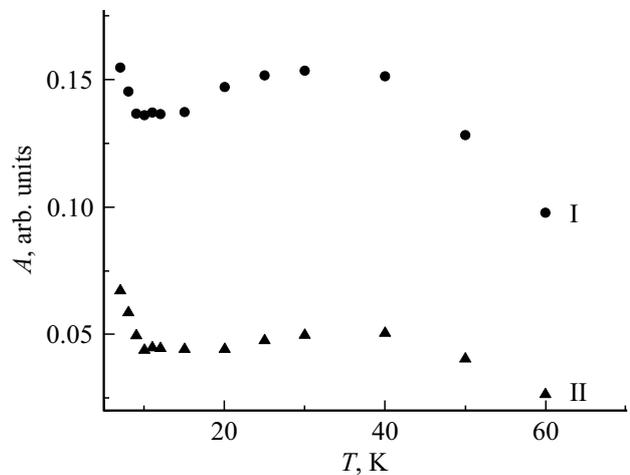


Рис. 8. Температурные зависимости амплитуд первого (I) и второго (II) максимумов осцилляций.

Однако наряду с рассеянием на оптических фононах электроны рассеиваются и на других частицах. В этом температурном диапазоне рассеяние на заряженных примесях уже не должно играть заметной роли, но упругое рассеяние на акустических фононах может подавлять вклад неупругого рассеяния на оптических фононах. В результате вклад неупругого рассеяния уменьшается с ростом температуры.

Таким образом, использование чувствительной техники электронного парамагнитного резонанса позволяет изучать слабые магнитофонные осцилляции, которые дают богатую информацию об электрон-фононных взаимодействиях в вырожденных полупроводниках.

4. Заключение

Как показали эксперименты, использование ЭПР методики позволяет регистрировать не только осцилляции ШдГ, но и более слабые магнитофонные осцилляции. Эта методика позволяет упростить регистрацию осцилляций за счет отсутствия контактов и увеличить отношение сигнал/шум.

В результате анализа полевых зависимостей амплитуд осцилляций ШдГ определено поле квантового предела для монокристалла HgSe:Co с низкой концентрацией примесей кобальта. Оно оказалось равным 111.5 кЭ, что гораздо меньше аналогичного параметра для HgSe:Fe (850 кЭ). Температурные зависимости амплитуд осцилляций в области температур $T \leq 10$ К показали, что эффективная масса для этого материала $m/m_0 = 0.019$, что совпадает с литературными данными [21].

Анализ спектра магнитофонных осцилляций показал, что в результате осцилляций сопротивление образца увеличивается, так как электрон при взаимодействии с оптическим фононом переходит с поверхности Ферми, где он участвует в проводимости в область, далекую от этого уровня, и таким образом исключается из процесса проводимости.

Показано, что расстояние между пиками осцилляций $\Delta(1/H)$ не зависит от температуры в области температур $T \geq 20$ К, а при более низкой температуре заметно изменяется, причем разнонаправленно. По-видимому, это связано с влиянием эффекта ШдГ.

Амплитуда осцилляционного пика изменяется с температурой довольно сложным образом. В области наиболее низких температур амплитуды пиков уменьшаются. По-видимому, причина этого также определяется влиянием эффекта ШдГ. При более высокой температуре, $T \geq 10$ К, амплитуды растут в соответствии с ростом плотности оптических фононов. При $T \geq 40$ К амплитуды уменьшаются из-за конкуренции других механизмов взаимодействия.

Таким образом, анализ спектров эффектов микроволнового поглощения в ряде случаев позволяет получать важную информацию о свойствах электронной системы

вырожденных полупроводников и характере их взаимодействия с решеткой.

Благодарности

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме „Электрон“ № АААА-А18-118020190098-5 и теме № 8.2 (0040-2014-0002).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Д. Шенберг. *Магнитные осцилляции в металлах* (М., Мир, 1986). [Пер. с англ.: D. Shoenberg. *Magnetic Oscillations in Metals* (N.Y., Cambridge University Press, 1984)].
- [2] C.R. Whittett. *Phys. Rev.*, **138**, A829 (1965).
- [3] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, Г. Бискупски. *ФТП*, **32**, 557 (1998).
- [4] А.И. Вейнгер, И.В. Кочман, В.И. Окулов, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич. *ФТП*, **52**, 847 (2018).
- [5] И.М. Цидильковский. *УФН*, **162**, 63 (1992).
- [6] В.И. Окулов, Л.Д. Сабирзянова, К.С. Сазонова, С.Ю. Паранчич. *ФНТ*, **30**, 441 (2004).
- [7] J. Friedel. *Nuovo Cimento*, **7**(2), 287 (1958).
- [8] Т.Е. Govorkova, V.I. Okulov. *Low Temp. Phys.*, **44**, 1221 (2018).
- [9] Т.Е. Govorkova, V.I. Okulov, K.A. Okulova. *Low Temp. Phys.*, **45**, 234 (2019).
- [10] Т.Е. Govorkova, V.I. Okulov, K.A. Okulova, S.M. Podgornykh, S.B. Bobin, V.V. Deryushkin, L.D. Paranchich. *Low Temp. Phys.*, **43**, 508 (2017).
- [11] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голощапов. *ФТП*, **39**, 1159 (2005).
- [12] A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek, S.I. Goloshchapov. *Phys. Statvs Solidi C*, **3**(2), 317 (2006).
- [13] A.I. Veinger, A.S. Kheifets. *Physica C*, **269**(1–2), 29 (1996).
- [14] A.I. Veinger, A.S. Kheifets, T.V. Tisnek. *Czechosl. J. Physics*, **46**, 635 (1996).
- [15] А.И. Вейнгер, Т.В. Тиснек, И.В. Кочман, В.И. Окулов. *ФТП*, **51**, 172 (2017).
- [16] А.И. Вейнгер, И.В. Кочман, Д.А. Фролов, В.И. Окулов, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич. *ФТП*, **53**, 1413 (2019).
- [17] Z. Wilatoski, A. Muselski, W. Jansch & Hendorfer. *Phys. Rev.* **38B**, 38 (1988).
- [18] А.И. Вейнгер, И.В. Кочман, В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич. *ФТП*, **53**, 38 (2019).
- [19] А.И. Вейнгер, И.В. Кочман, В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич. *ФТП*, **53**, 1413 (2019).
- [20] В.И. Окулов, Г.А. Альшанский, А.Т. Лончаков, Т.Е. Говоркова, К.А. Окулова, С.М. Подгорных, Л.Д. Паранчич. *ФММ*, **113**, 1 (2012).
- [21] И.М. Цидильковский. *Электроны и дырки в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [22] К. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).
- [23] C.R. Whittett. *Phys. Rev.*, **138**, A829 (1965).
- [24] С.С. Шальт, С.А. Алиев. *ФТТ*, **6**, 1979 (1964).

- [25] А.Л. Эфрос. ФТТ, **3**, 2848 (1961).
[26] B. Szigeti. Proc. Roy. Soc. A, **204**, 51 (1950).
[27] О.М. Красильников, Ю.Х. Векилов, В.М. Безбородова, А.В. Юшин. ФТП, **4**, 2122 (1970).
[28] П.И. Баранский, В.П. Клочков, И.В. Потыкевич. Полупроводниковая электроника. Свойства материалов (справочник) (Киев, Наук. думка, 1975).

Редактор А.Н. Смирнов

Peculiarities of magnetic oscillations in HgSe monocrystal with Co impurities of low concentration (< 1 at%)

A.I. Veinger¹, I.V. Kochman¹, V.I. Okulov², T.E. Govorkova²

¹ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

² Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch
of Russian Academy of Sciences,
620137 Ekaterinburg, Russia

Abstract The results of experimental studies of magnetoresistance oscillations are described for a HgSe monocrystal with Co impurities of low concentration (< 1 at%). It has been discovered that at such impurity concentrations ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) there exists two types of magnetic oscillations: Shubnikov de Haas oscillations at low temperatures ($T < 10 \text{ K}$) and magnetophonon oscillations at higher temperatures ($T > 10 \text{ K}$). The first ones are caused by the interaction of electrons with magnetic field inside of a Landau sublevel and the latter — by the interaction with longitudinal optical phonons. The differences of these oscillations are characterized. A hypothesis of a nature of magnetophonon oscillations in such structures is proposed.