

ИНДУЦИРОВАННЫЕ МИКРОВОЛНОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ОСЦИЛЛЯЦИИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ

А. В. Щепетильников^{*}, *И. В. Кукушкин*^{**}

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

Поступила в редакцию 21 февраля 2024 г.,
после переработки 24 марта 2024 г.
Принята к публикации 24 марта 2024г.

Рассматриваются важнейшие особенности эффекта индуцированных микроволновым излучением осциллирующей магнитосопротивления двумерной электронной системы. Обсуждается возможность наблюдения этого явления в различных материальных системах с использованием различных экспериментальных методик, в том числе и бесконтактных. Особое внимание уделяется влиянию электрон-электронного взаимодействия на период осцилляций, а также необходимости нанесения металлических слоев вблизи двумерной электронной системы.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 130-летию П. Л. Капицы

DOI: 10.31857/S0044451024070022

1. ВВЕДЕНИЕ

Под воздействием высокочастотного электромагнитного излучения и при низких температурах в продольном магнитосопротивлении двумерных электронных систем высокого качества появляются ярко выраженные осцилляции [1, 2]. Индуцированная поглощением излучения добавка ΔR_{xx} оказывается периодичной по обратному магнитному полю, а период таких осцилляций задается соизмеримостью между частотой излучения и циклотронной энергией. Величина поправки ΔR_{xx} хорошо описывается феноменологическим выражением

$$\Delta R_{xx} = -\epsilon A \sin(2\pi\epsilon + \varphi) \exp(-\alpha\epsilon). \quad (1)$$

Здесь параметр $\epsilon = \omega/\omega_c$ — отношение частоты электромагнитного излучения и циклотронной энергии, A — амплитуда эффекта, α задает затухание эффекта с ростом номера осцилляции при уменьшении внешнего магнитного поля, а φ — фаза осцилляций. Строго говоря, в знаменателе выражения

для $\omega_c = eB/m^*$ стоит не циклотронная, а некоторая эффективная масса, перенормированная за счет ферми-жидкостных эффектов. Это явление будет рассмотрено далее в нашем обзоре. В работах [3, 4] было показано, что, как правило, фаза φ равна нулю, но при определенных условиях фаза φ может отходить от этого значения, особенно для первой осцилляции [5–8]. Амплитуда эффекта A зависит от мощности падающего излучения, она линейна в области малых мощностей и корневым образом зависит в области больших [9].

Само явление индуцированных электромагнитным излучением осцилляций было впервые обнаружено более 20 лет назад [1] при изучении транспортного отклика двумерной электронной системы, заключенной в различные квантовые ямы и гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Материальные параметры образцов при этом естественным образом задавали частотный диапазон излучения — от нескольких гигагерц до нескольких десятков гигагерц, что фактически привело к формированию устойчивого термина, обозначающего рассматриваемое явление — индуцированные микроволновым излучением осцилляции (microwave induced resistance oscillations или сокращенно MIRO) магнитосопротивления.

^{*} E-mail: shchepetilnikov@issp.ac.ru

^{**} E-mail: kukush@issp.ac.ru

За открытием рассматриваемого эффекта последовали обширные исследования, которые сформировали целое направление физики конденсированного состояния. Так, были измерены зависимости фазы осцилляций от их номера [5], изучалось затухание амплитуды эффекта при разных температурах [10–12] и в наклонных магнитных полях [4, 13]. Было открыто целое семейство связанных с рассматриваемым явлением эффектов. Так, при определенных условиях амплитуда осцилляций увеличивалась настолько, что суммарное сопротивление системы становилось отрицательным, что приводило к возникновению неустойчивости в электронной системе и ее разбиению на токовые и зарядовые домены [14–16]. При этом полное сопротивление двумерной системы оказывалось равно нулю в достаточно широком диапазоне магнитных полей, т. е. фактически формировалось состояние с нулевым сопротивлением [17, 18]. Аналогичные осцилляции наблюдались также и в емкостных характеристиках двумерной электронной системы [19, 20], а также в фотонапряжении и фототоке, возникающих на контактах к двумерной электронной системе [21–24]. Было продемонстрировано, что сходные осцилляции магнитосопротивления могут быть индуцированы также холловским напряжением [25–28] и взаимодействием электронов с фононами [29, 30].

Был предложен ряд хорошо проработанных теорий [31–39], призванных сформировать полную физическую картину данного явления. В основе большей части этих теорий лежит поглощение микроволнового излучения электронами проводимости в модели Друде, величина которого зависит от степени циркулярной поляризации света как $1/[(\omega \pm \omega_c)^2 + 1/\tau^2]$. Здесь τ — характерное время рассеяния. Знаки «плюс» и «минус» соответствуют разной циркулярной поляризации света. Именно это выражение задает, например, чувствительность циклотронного резонанса к поляризации излучения. Однако в отличие от циклотронного резонанса влияние поляризации излучения на амплитуду осцилляций сопротивления двумерного канала до сих пор находится под вопросом, а эксперименты различных групп дают противоречивые результаты [40–42]. Все это привело к возникновению альтернативных моделей, в рамках которых осцилляции сопротивления возникают при взаимодействии с микроволновым излучением не всех электронов, а лишь некоторой их части, локализованной либо вблизи края образца [43, 44], либо в областях вблизи омических контактов или металлического слоя, нанесенного на поверхность

образца [45]. При этом в таких областях фактически падающее излучение теряет свое поляризационное состояние и чувствительность эффекта к степени циркулярной поляризации излучения должна пропадать. Относительно недавно рассматривалось поглощение электромагнитного излучения электронами в некоторой окрестности от примесей и неоднородностей двумерной системы [46], при этом также терялась чувствительность амплитуды осцилляций к степени циркулярной поляризации излучения.

Таким образом, несмотря на все усилия, несколько важнейших особенностей рассматриваемого эффекта все еще плохо укладываются в эту картину. Помимо невосприимчивости осцилляций к степени циркулярной поляризации падающего излучения можно также отметить уменьшение эффективной массы, вычисленной по периоду осцилляций, в сравнении с циклотронной массой [47–50]. Указанные противоречия и обуславливают сохраняющуюся актуальность изучения индуцированных микроволновым излучением осцилляций сопротивления. Еще одним важным направлением современных исследований является расширение набора материальных систем, в которых наблюдаются указанные осцилляции, что в перспективе позволит гораздо полнее понять рассматриваемое явление. Перечисленные аспекты индуцированных излучением осцилляций магнитосопротивления и будут разобраны далее в нашем обзоре более подробно.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Как правило, для экспериментального изучения осцилляций магнитосопротивления, индуцированных электромагнитным излучением, подходят стандартные транспортные методики. При этом на образцах, как правило, формируют стандартные мостики Холла со стоком, истоком и несколькими потенциометрическими контактами. Отметим, что также проверялись и другие контактные геометрии — диск Корбино [51] и геометрия ван дер Пау [16, 24]. Образец размещается внутри криостата, оснащенного сверхпроводящим магнитом, так что двумерная электронная система охлаждается до температур 1 К и ниже. Над образцом располагается волновод или оканчивающийся антенной коаксиальный кабель, по которым электромагнитное излучение достигает образца. Иногда для концентрации электрического поля вблизи двумерной электронной системы на поверхность образца наносится

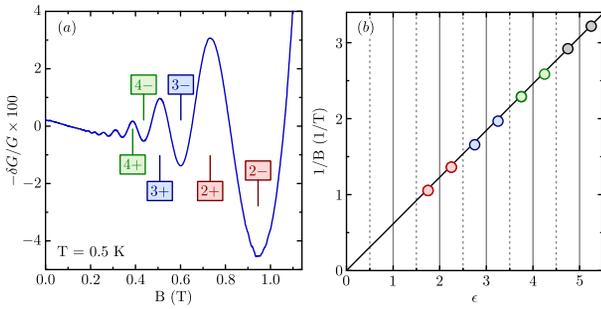


Рис. 1. (В цвете онлайн) *a* — Осцилляции магнитопроводимости G двумерной электронной системы, заключенной в гетеропереход ZnO/MgZnO. Частота излучения составляла 140 ГГц. Температура эксперимента $T = 1.5$ К. *b* — Зависимость обратного магнитного поля, соответствующего экстремумам осцилляций, от их номера. Образец, частота излучения и температура те же, что и для панели *a*

компланарный волновод, по которому пропускается возбуждающее излучение [52]. В экспериментах, направленных на анализ поляризационных зависимостей рассматриваемого эффекта, используются квазиоптические установки со специальными криостатами, оснащенными окнами, прозрачными для излучения необходимого частотного диапазона. При такой схеме возбуждения можно с хорошей точностью задавать поляризационное состояние излучения, которое обычно контролируется по амплитуде циклотронного резонанса.

Для точного измерения продольного сопротивления двумерного канала используется синхронный детектор, при этом амплитуда переменного тока подбирается таким образом, чтобы электронная система не была перегрета. Поправка ΔR_{xx} получается путем сопоставления магнитосопротивления двумерного канала под воздействием излучения и в его отсутствие. При этом частота электромагнитного излучения остается фиксированной, а изменяется магнитное поле. Для улучшения соотношения сигнал/шум можно использовать стандартную методику двойного синхронного детектирования. При этом падающее на образец излучение модулируется по амплитуде. Первый синхронный детектор, настроенный на частоту переменного тока, фактически измеряет сопротивление двумерного канала. Второй детектор, настроенный на частоту модуляции излучения, берет сигнал с выхода первого и измеряет сигнал пропорциональный вариации ΔR_{xx} . Такой экспериментальный подход позволяет наблюдать индуцированные излучением осцилляции сопротивления даже в не самых совершенных двумерных системах, в которых рассматриваемый эффект выражен достаточно слабо.

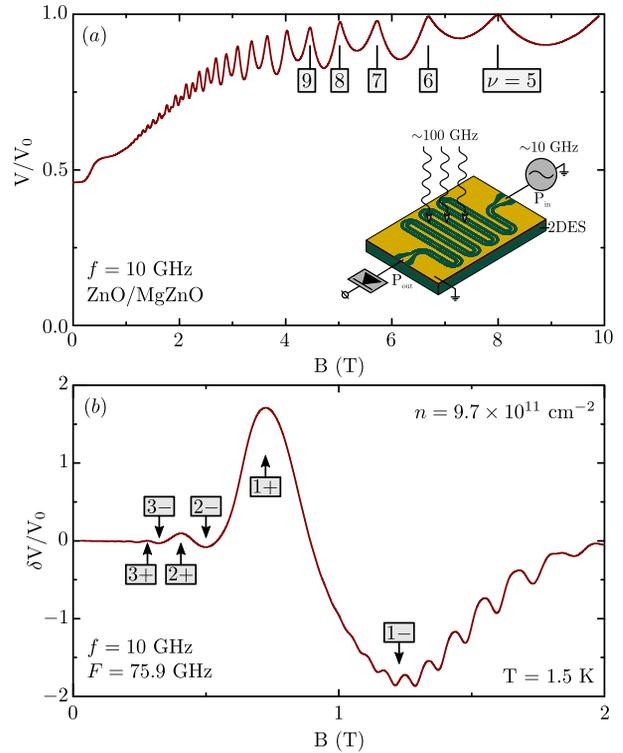


Рис. 2. (В цвете онлайн) *a* — Зависимость сигнала детектора на выходе нанесенного на поверхность образца компланарного волновода от магнитного поля. Частота пропускаемого через образец излучения 10 ГГц. Образец представлял собой гетеропереход ZnO/MgZnO с двумерной плотностью электронов $9.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Температура образца 1.5 К. Отмечено положение первых нескольких факторов заполнения. На вставке показана схема эксперимента. *b* — Типичный вид индуцированных микроволновым излучением осцилляций сопротивления, которые наблюдались в такой схеме. Частота возбуждающего излучения 75.9 ГГц, а частота опорного 10 ГГц

Пример аналогичной поправки δG к магнитопроводимости образца, измеренной в гетеропереходе ZnO/MgZnO, содержащем двумерную электронную систему, показан на рис. 1 *a*. Температура образца была равна 1.5 К. Образец был выполнен в виде диска Корбино. Частота излучения составляла 140 ГГц. Хорошо видно, что данная поправка периодична по обратному магнитному полю и затухает в области малых полей – больших порядковых номеров осцилляций. Номера первых нескольких осцилляций отмечены на рисунке.

В соответствии с формулой (1) максимумы и минимумы осцилляций соответствуют значениям $\epsilon = k \pm 1/4$, где $k = 1, 2, 3 \dots$. Для проверки этого факта можно проанализировать зависимость обратного магнитного поля, соответствующего экстрему-

мам осцилляций от ε , при этом минимуму с номером k будет соответствовать величина $k - 1/4$, а максимуму с тем же номером — $k + 1/4$. Так построенная зависимость показана на рис. 1 *b*. При этом использовались данные панели *a* того же рисунка. Хорошо видно, что в таких координатах зависимость положения экстремумов осцилляций от порядкового номера линейна, причем линия проходит через начало координат, что явно указывает на нулевую фазу осцилляций. Отметим, что, как правило, фаза φ становится ненулевой лишь для первой осцилляции.

Амплитуда осцилляций экспоненциально затухает с увеличением номера осцилляции (или, что то же самое, с уменьшением магнитного поля). Такое поведение очень хорошо заметно на рис. 1 *a*. Считается, что такое затухание обуславливается уширением уровней Ландау из-за неидеальностей системы, при этом величина α в формуле (1) определяется обратным квантовым временем жизни τ_q . Подчеркнем, что это характерное время отличается от транспортного времени рассеяния. Например, в типичных гетероструктурах ZnO/MgZnO и GaAs/AlGaAs величина τ_q составляет примерно 5 и 15 пс соответственно и различается всего лишь в три раза, в то время как транспортные подвижности в структурах GaAs больше почти на два порядка [24]. С другой стороны, время τ_q также не совпадает и с временем τ , задающим затухание амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза в малых магнитных полях и при повышенных температурах. Дело в том, что в отличие от индуцированных излучением осцилляций период осцилляции Шубникова–де Гааза линеен по двумерной электронной плотности, а значит, затухание их амплитуды во многом определяется однородностью концентрации в двумерной системе.

Наряду со стандартными транспортными методами развитие получили и бесконтактные методики детектирования индуцированных микроволновым излучением осцилляций сопротивления. При этом транспортные характеристики снимаются фактически без формирования омических контактов к двумерному слою, а сопротивление или проводимость электронной системы измеряются на высокой частоте (от нескольких мегагерц до десятков гигагерц). Отчасти применение таких подходов было обусловлено попыткой разобраться с одним из фундаментальных вопросов — какое влияние оказывают области омических контактов и области вблизи металлических слоев, нанесенных на поверхность образца, на физику рассматриваемых осцилляций.

Взаимодействие двумерной электронной системы с электромагнитным излучением определяет

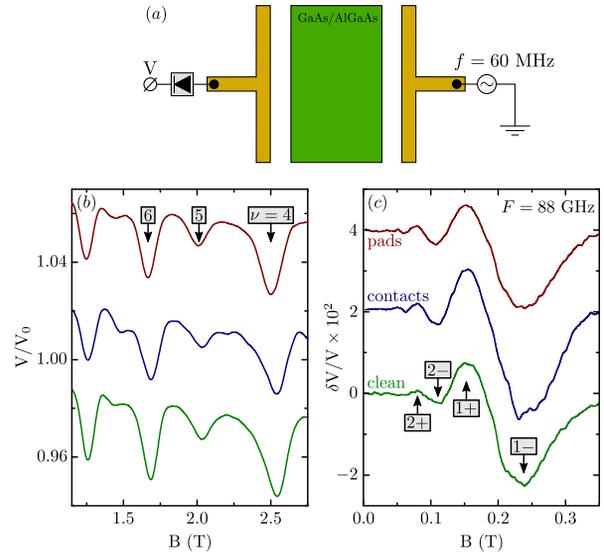


Рис. 3. (В цвете онлайн) *a* — Одна из схем бесконтактного наблюдения индуцированных микроволновым излучением осцилляций сопротивления. Образец помещался между двумя Т-образными антеннами, одна из которых играла роль излучателя, а вторая приемника. *b* — Сигнал детектора на выходе приемной антенны в зависимости от магнитного поля в показанной на панели *a* схеме. Частота излучения составляла 60 МГц. Верхняя кривая получена при размещении между антеннами образца, на поверхность которого нанесена сетка из металлических квадратов, средняя кривая — когда на поверхности образца была сформирована сетка из омических контактов к образцу, а нижняя — в случае образца с чистой поверхностью. *c* — Типичный вид наблюдаемых в такой схеме и для таких же образцов осцилляций сопротивления, индуцированных микроволновым излучением

ся именно высокочастотной проводимостью канала, а значит, анализ пропускания или поглощения излучения в системе позволяет бесконтактным образом измерять эту величину [53, 54]. В работах [55, 56] была продемонстрирована возможность наблюдения осцилляций сопротивления при анализе пропускания компланарного волновода на частотах $f \sim 10$ ГГц в гетероструктурах как GaAs/AlGaAs, так и ZnO/MgZnO. Осцилляции при этом возбуждались падающим на систему электромагнитным излучением существенно большей частоты $F \sim 100$ ГГц. Принципиальная схема эксперимента приведена на вставке к рис. 2 *a*. Можно показать, что в такой схеме пропускание компланарного волновода, нанесенного на поверхность образца, определяется проводимостью системы σ и геометрическими размерами волновода (в формуле ниже геометрия волновода определяет коэффициент β):

$$P_{out} = P_{in} \exp(-\beta \sigma_{xx}). \quad (2)$$

Здесь P_{in} и P_{out} — мощности излучения на входе и выходе компланарного волновода. Величина P_{out} измеряется коаксиальным детектором на основе диода Шоттки. На рис. 1 *a* показана зависимость напряжения на выходе детектора от магнитного поля. Напряжение нормировано на величину V_0 в нулевом магнитном поле. В области больших полей наблюдаются хорошо разрешаемые осцилляции Шубникова–де Гааза. Мы отметили положение первых нескольких факторов заполнения. Таким образом, мощность на выходе компланарного волновода действительно зависит от проводимости двумерного канала.

На рис. 2 *b* показана поправка к напряжению на выходе детектора, которая возникает при включении возбуждающего излучения. Отметим, что оно было модулировано по амплитуде, что позволяло использовать методику синхронного детектирования. Положение первых нескольких минимумов и максимумов отмечено стрелками. При изменении частоты, как было показано в работе [56], положение экстремумов осцилляций смещается, а тангенсы углов наклона соответствующих магнитодисперсионных зависимостей хорошо согласуются с результатами более традиционных транспортных методик. Таким образом, можно заключить, что наличие омических контактов к двумерной электронной системе не является обязательным для наблюдения рассматриваемого эффекта. Более того, было показано, что в гетеропереходах GaAs/AlGaAs и ZnO/MgZnO осцилляции высокочастотной проводимости затухают с увеличением опорной частоты f и при $f > 20$ ГГц уже практически не различаются.

Несущественность омических контактов была также показана и в работе [57], где была продемонстрирована возможность наблюдения осцилляций высокочастотной проводимости при использовании емкостных контактов к системе, которые представляли собой золотые слои, нанесенные на поверхность структуры. В работах [58, 59] было показано, что индуцированные электромагнитным излучением осцилляции можно наблюдать и в отсутствие каких-либо металлических слоев на поверхности образца. Так, высокочастотный транспорт двумерной электронной системы, сформированной в квантовой яме GaAs/AlGaAs, исследовался путем измерения мощности радиочастотного излучения, проходящего через пару Т-образных антенн, выполняющих роль излучателя и детектора. Частота опорного излучения f лежала в диапазоне 10–100 МГц. Геометрия эксперимента схематично представлена на рис. 3 *a*.

Микроволновое излучение с частотой 60–100 ГГц доставлялось до образца по сверхразмерному волноводу. В области больших полей, как показано на рис. 3 *b*, наблюдались хорошо разрешимые осцилляции Шубникова–де Гааза. А при включении возбуждающего излучения в области малых магнитных полей появлялись дополнительные осцилляции, амплитуда которых была сравнима с осцилляциями Шубникова–де Гааза в больших полях. Кроме того, введение омических контактов в двумерный канал или слоев металла, нанесенных непосредственно на поверхность образца, не приводило к существенному изменению амплитуды обнаруженных индуцированных микроволновым излучением осцилляций сопротивления, что подчеркивает несущественность также и слоев металла на поверхности образца для наблюдения рассматриваемого эффекта.

3. ПЕРЕНОРМИРОВКА ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ, ЗАДАЮЩЕЙ ПЕРИОД ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Обратимся теперь к вопросу о перенормировке массы m^* , задающей период осцилляций магнитосопротивления, индуцированных электромагнитным излучением, более подробно. Большинство теорий, описывающих индуцированные электромагнитным излучением осцилляции сопротивления фактически в одночастичной модели Друде, предполагают равенство между m^* и массой, извлекаемой из дисперсии циклотронного резонанса в координатах магнитное поле/частота возбуждающего излучения. Однако, как было показано экспериментально в целом ряде работ [47–50], эти две массы существенно различаются, более того, было продемонстрировано, что величина m^* испытывает перенормировку из-за электрон-электронного взаимодействия.

Величину m^* удобно извлекать из анализа дисперсионных зависимостей, задающих положение экстремумов осцилляций по магнитному полю при изменении частоты возбуждающего излучения. Такой способ обеспечивает наилучшую точность. Например, на рис. 1 эта частота F была зафиксирована и составляла 140 ГГц. При ее изменении положения соответствующих максимумов и минимумов будут смещаться по магнитному полю. На рис. 4 показана зависимость их положения от частоты для того же образца ZnO/MgZnO. Символы обозначают экспериментальные данные. Вблизи каждого набора данных указан номер осцилляции, знаки «+» или «-» обозначают характер экстре-

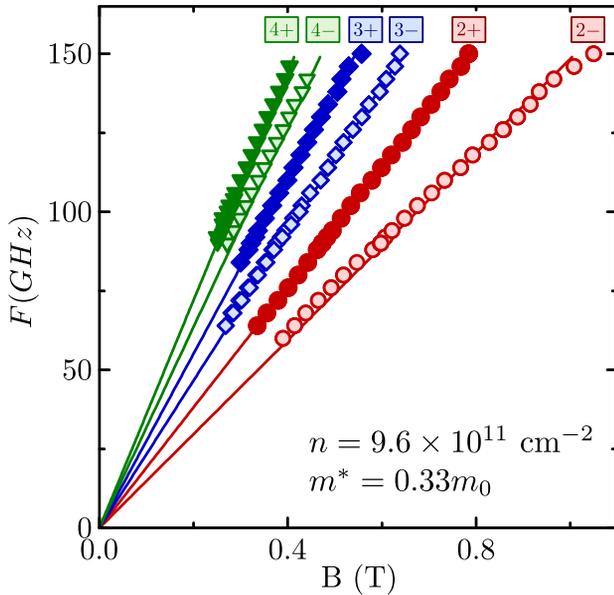


Рис. 4. (В цвете онлайн) Зависимости магнитополевого положения экстремумов первых нескольких осцилляций магнитосопротивления, индуцированных излучением, от частоты излучения. Номер осцилляции указан вблизи каждого набора данных. Знаки «+» и «-» соответствуют максимумам и минимумам. Сплошные линии — линейная аппроксимация экспериментальных данных. Образец представлял собой гетеропереход ZnO/MgZnO с двумерной электронной плотностью $9.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

максимум — максимум или минимум соответственно. Хорошо видно, что для каждого минимума и максимума их положение смещается линейно по частоте, при этом совокупность этих зависимостей хорошо аппроксимируются прямыми линиями, задающимися выражением $\omega/\omega_c = k \pm 1/4$ с фактически единственным подгоночным параметром m^* , входящим в выражении $\omega_c = eB/m^*$. Получившееся значение массы указано на том же рисунке. Отметим, что такая процедура позволяет получать значения массы с очень большой точностью.

В работе [47] было показано, что в квантовой яме GaAs/AlGaAs с двумерной плотностью электронов $n \approx 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ различие в циклотронной массе и m^* , задающей период микроволновых осцилляций, доходит до 10%. В работах [48–50] была измерена зависимость массы m^* от плотности двумерных электронов в различных материальных системах, а именно в квантовых ямах GaAs/AlGaAs и гетеропереходах ZnO/MgZnO. Отметим, что в случае гетероструктур GaAs/AlGaAs сходные результаты были получены различными группами на образцах, перебор двумерной плотности в которых осуществлялся

как за счет изменения плотности доноров, расположенных в δ -легирующем слое, так и путем изменения напряжения на заднем затворе.

Рассмотрим случай квантовых ям GaAs/AlGaAs более подробно. На рис. 5 показана зависимость эффективной массы, задающий период осцилляций сопротивления, от двумерной плотности n электронов. Для сравнения показана аналогичная зависимость от n циклотронной массы, а также фермижидкостной массы, величина которой была определена из спектров люминесценции в нулевых магнитных полях и в режиме квантового эффекта Холла. При малых плотностях масса m^* , извлеченная из периода осцилляций, значительно растет с уменьшением n и становится больше циклотронной. Как видно на рисунке, такое поведение m^* аналогично поведению фермижидкостной массы и имеет многочастичное происхождение. Действительно, силу многочастичного взаимодействия удобно описывать с помощью безразмерного параметра r_s , который в случае однодолинной системы представляет собой отношение характерной энергии кулоновского отталкивания и энергии Ферми, задающей масштаб кинетического движения электронов. Энергия кулоновского взаимодействия зависит от двумерной плотности электронов n как \sqrt{n} (обратное среднее расстояние между электронами в двумерной системе), а энергия Ферми пропорциональна первой степени двумерной плотности n и обратно пропорциональной эффективной массе носителей заряда. Таким образом, параметр r_s обратно пропорционален \sqrt{n} и линеен по массе электронов, а значит, в полном соответствии со сделанными ранее выводами вклад электрон-электронных перенормировок должен увеличиваться при уменьшении двумерной плотности электронов. При средних значениях n величина m^* достигает минимального значения и снова растет при увеличении n . Рост в области больших плотностей схож с поведением циклотронной массы и, по всей видимости, объясняется непараболичностью электронной зоны в GaAs. Отметим, что зависимость m^* от n во многом похожа на поведение эффективной массы, задающей активационную щель, измеренную по температурной зависимости сопротивления двумерного канала вблизи минимумов осцилляций Шубникова–де Гааза в области малых магнитных полей.

Дополнительной проверкой влияния электрон-электронных корреляций на период осцилляций, индуцированных электромагнитным излучением, стали эксперименты в материальной системе с большой

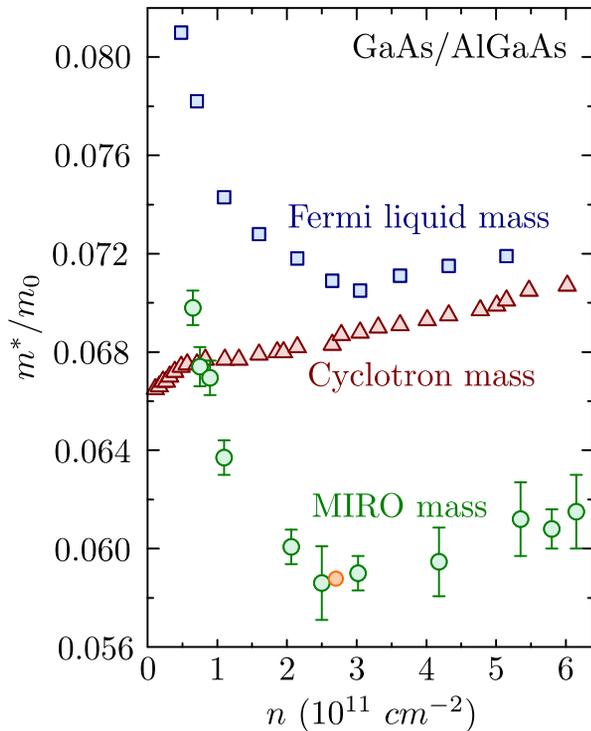


Рис. 5. (В цвете онлайн) Зависимость эффективной массы от двумерной плотности электронов в гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Зеленые круги — масса, полученная из периода индуцированных излучением осцилляций магнитосопротивления [48]. Оранжевый круг — аналогичные данные, полученные в работе [47] на образце с фиксированной электронной плотностью. Синие квадраты — ферми-жидкостная масса, полученная из анализа фотolumинесценции электронной системы в магнитном поле [60]. Красные треугольники — масса, задающая дисперсию циклотронного резонанса [60]

массой носителей заряда на основе ZnO. Так, например, из-за разницы в эффективных массах параметр r_s различается в гетероструктурах ZnO/MgZnO и квантовых ямах GaAs почти на порядок при одинаковой двумерной плотности. Зависимость массы m^* , извлекаемой из периода индуцированных микроволновым излучением осцилляций сопротивления, от двумерной плотности в образцах ZnO/MgZnO показана на рис. 6. По аналогии с рис. 5 показаны также циклотронные и ферми-жидкостные массы. Все основные особенности, обнаруженные в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, проявляются еще сильнее в случае систем ZnO/MgZnO в полном соответствии с их многочастичной природой.

Перечисленные экспериментальные результаты подчеркивают важность учета электрон-электронного взаимодействия при построения

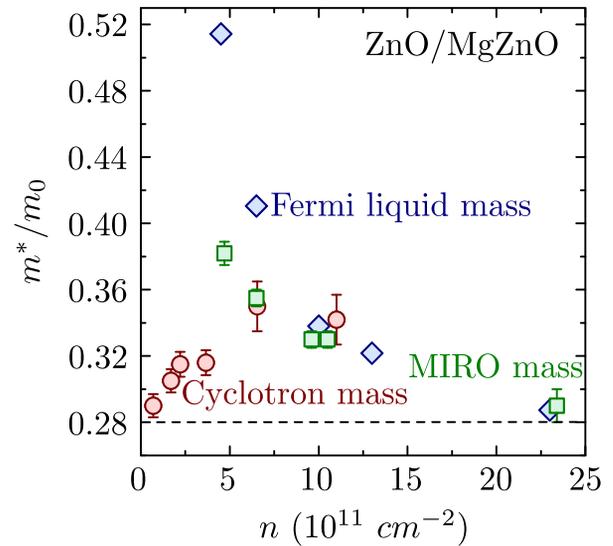


Рис. 6. (В цвете онлайн) Зависимость эффективной массы от двумерной плотности электронов в гетероструктурах ZnO/MgZnO. Зеленые квадраты — масса, полученная из периода индуцированных излучением осцилляций магнитосопротивления [50]. Синие ромбы — ферми-жидкостная масса, полученная из анализа фотolumинесценции электронной системы в магнитном поле [61]. Красные круги — масса, задающая дисперсию циклотронного резонанса [62]

теоретических моделей, описывающих индуцированные микроволновым излучением осцилляции магнитосопротивления.

4. РАЗЛИЧНЫЕ МАТЕРИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Гетероструктуры GaAs/AlGaAs длительное время оставались единственной материальной системой, на которой наблюдались индуцированные микроволновым излучением осцилляции магнитосопротивления, что заметно осложняло понимание физики рассматриваемого эффекта. Так, некоторые из ключевых аспектов этого явления существенно зависят от параметров конкретных полупроводников, из которых составлена гетероструктура. Ярким примером может служить перенормировка эффективной массы электрона, которая обсуждалась в предыдущем разделе. Таким образом, одной из важнейших задач на данный момент является поиск новых систем, в которых наблюдаются индуцированные электромагнитным излучением осцилляции сопротивления.

Одной из первых полупроводниковых структур, в которых были обнаружены индуцированные мик-

роволновым излучением осцилляции сопротивления, стала двумерная дырочная система, заключенная в квантовую яму Ge с барьерами SiGe [63]. Низкотемпературная подвижность и плотность дырок составляли соответственно $0.4 \cdot 10^6$ см²/В·с и $2.8 \cdot 10^{11}$ см⁻². Отметим, что в *n*-канале в аналогичной кремниевой яме (со сходными концентрациями и даже большими подвижностями) осцилляции сопротивления не наблюдались, а реакция сопротивления двумерного канала на действие микроволнового излучения ограничивалась разогревными эффектами из-за возбуждения магнитоплазмона [64, 65].

Как уже было сказано ранее, осцилляции сопротивления, индуцированные электромагнитным излучением, наблюдались в гетероструктурах ZnO/MgZnO [24, 66]. Удивительным образом это явление было обнаружено в системах с достаточно низкой подвижностью $(1 - 5) \cdot 10^3$ см²/В·с, что на несколько порядков меньше, чем в структурах Ge/SiGe и GaAs/AlGaAs. Отметим также, что осцилляции в системах ZnO/MgZnO существовали только при большой плотности электронов $n > 4 \cdot 10^{11}$ см⁻², в области меньших плотностей наблюдалось лишь магнитоплазменное возбуждение. Индуцированные электромагнитным излучением осцилляции сопротивления детектировались также и в квантовой яме HgTe [67].

Аналогичные осцилляции фотонапряжения наблюдались в монослоях графена, заключенных между двумя относительно толстыми кристаллами гексагонального нитрида бора [68]. При этом такие осцилляции существовали вплоть до температур жидкого азота.

Осцилляции сопротивления наблюдались также и в неполупроводниковых структурах. Так, в работе [69] было показано, что магнитопроводимость двумерного электронного канала, сформированного на поверхности жидкого гелия, проявляет аналогичные осцилляции под воздействием внешнего электромагнитного излучения.

Хорошо видно, что количество систем, в которых наблюдались индуцированные электромагнитным излучением осцилляции сопротивления, до сих пор ограничено. Дальнейший экспериментальный поиск новых структур является одной из ключевых задач для достижения полного понимания рассматриваемого явления.

5. ЦИРКУЛЯРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Вопрос о чувствительности осцилляций сопротивления двумерного канала, индуцированных электромагнитным излучением, к степени циркулярной поляризации падающей волны является ключевым для установления их природы. Так, теории, предусматривающие существование таких осцилляций в бесконечной однородной электронной системе, явно предполагают зависимость поглощения излучения электронами проводимости от степени его циркулярной поляризации как $1/[(\omega \pm \omega_c)^2 + 1/\tau^2]$, где τ — характерное время рассеяния. Знаки «плюс» и «минус» здесь соответствуют разной циркулярной поляризации света. Аналогичную чувствительность должна демонстрировать в этих моделях и амплитуда рассматриваемых осцилляций. Однако если для существования эффекта необходимы края образца, омические контакты или металлические слои на поверхности образца, то осцилляции сопротивления должны утрачивать чувствительность к поляризации излучения, поскольку падающая волна теряет свою циркулярную поляризацию. К настоящему моменту многократные попытки не привели к получению окончательного ответа на данный вопрос, а результаты экспериментов разных групп дают прямо противоположные результаты.

В одной из первых работ, посвященных данному аспекту обсуждаемого явления, зависимость осцилляций от поляризации света изучалась в криостате с оптическими окнами, прозрачными для излучения в субтерагерцевом частотном диапазоне [40]. При этом удавалось добиться очень высокой степени циркулярной поляризации падающей на образец волны. В такой схеме необходимо использовать образцы достаточно большого размера, иначе края образца могут существенно искажать поляризацию излучения. Степень циркулярной поляризации света при этом удобно контролировать по амплитуде циклотронного резонанса, измеряемого по мощности прошедшего через образец излучения. Качество использовавшихся в этой работе структур на основе GaAs/AlGaAs было настолько высоко, что позволило наблюдать циклотронный резонанс также и в продольном сопротивлении. При этом ширина резонанса была много меньше периода осцилляций, что дало возможность достаточно хорошо оценить его амплитуду. Измеренный таким образом резонанс также имел высокую чувствительность к степени циркулярной поляризации возбуждающего

излучения. Однако осцилляции сопротивления оказались нечувствительны к степени циркулярной поляризации излучения. В работе [41] аналогичные результаты были получены при больших частотах излучения (от 0.6 ТГц и выше). Образец также представлял собой квантовую яму GaAs/AlGaAs. Отметим, что в обеих работах вблизи образца располагалась металлическая диафрагма с линейными размерами порядка нескольких миллиметров.

В ряде работ был получен прямо противоположный ответ. Так, эксперименты [70] на поверхности жидкого гелия показали сильную чувствительность осцилляций проводимости к степени циркулярной поляризации света. Также и в работе [42] было показано, что в гетероструктурах GaAs/AlGaAs амплитуда осцилляций сопротивления зависит от циркулярной поляризации излучения. Более того, в ходе экспериментов было продемонстрировано, что при введении в оптический тракт диафрагмы малого размера вблизи образца осцилляции теряют эту чувствительность из-за искажения поляризации света. Авторы работы этим обстоятельством объясняют многократно подтвержденную ранее нечувствительность осцилляций к циркулярной поляризации.

Параллельно был опубликован ряд экспериментов [71, 72], где снова была обнаружена нечувствительность амплитуды осцилляций к степени циркулярной поляризации. При этом авторы этих работ также продемонстрировали, что циклотронный резонанс, наблюдаемый в разных экспериментальных методиках, имел разную зависимость от поляризации света: резонансный пик, детектируемый по изменению мощности прошедшего через образец излучения, сильно зависел от циркулярной поляризации излучения, в то время как резонанс, измеряемый по модификации продольного сопротивления системы из-за разогрева при поглощении излучения, был нечувствителен к ней. На основе этих экспериментальных наблюдений авторы предположили, что такие противоречивые результаты являются следствием особенностей поглощения излучения в ближнем поле и не связаны с механизмом возникновения осцилляций сопротивления.

Указанные выше результаты на данном этапе не позволяют однозначно судить о чувствительности амплитуды осцилляций магнитосопротивления к степени циркулярной поляризации возбуждающего электромагнитного излучения и подчеркивают актуальность дальнейших исследований.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были рассмотрены важные экспериментальные результаты, полученные при изучении эффекта индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнитосопротивления двумерной электронной системы. Обсуждались различные экспериментальные методики (в том числе и бесконтактные) наблюдения этого явления в различных материальных системах. Особое внимание уделялось перенормировке периода осцилляций из-за электрон-электронного взаимодействия. Рассматривались результаты экспериментов, анализирующих зависимость амплитуды осцилляций от степени циркулярной поляризации.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-30003).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Zudov, R. Du, J. Simmons, and J. Reno, arXiv: cond-mat/9711149 (1997).
2. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, Phys. Rev. B **64**, 201311 (2001).
3. R. G. Mani, V. Narayanamurti, K. von Klitzing et al., Phys. Rev. B **70**, 155310 (2004).
4. R. G. Mani, Phys. Rev. B **72**, 075327 (2005).
5. M. A. Zudov, Phys. Rev. B **69**, 041304 (2004).
6. S. A. Studenikin, M. Potemski, A. Sachrajda et al., Phys. Rev. B **71**, 245313 (2005).
7. A. T. Hatke, H.-S. Chiang, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **101**, 246811 (2008).
8. Y. Dai, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **105**, 246802 (2010).
9. A. T. Hatke, M. Khodas, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **84**, 241302 (2011).
10. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **102**, 066804 (2009).
11. S. A. Studenikin, A. S. Sachrajda, J. A. Gupta et al., Phys. Rev. B **76**, 165321 (2007).
12. Q. Shi, S. A. Studenikin, M. A. Zudov et al., Phys. Rev. B **93**, 121305 (2016).

13. A. Bogan, A. T. Hatke, S. A. Studenikin et al., *Phys. Rev. B* **86**, 235305 (2012).
14. S. Dorozhkin, L. Pfeiffer, K. West, K. von Klitzing, and J. Smet, *Nature Phys.* **7**, 336 (2011).
15. S. I. Dorozhkin, V. Umansky, L. N. Pfeiffer et al., *Phys. Rev. Lett.* **114**, 176808 (2015).
16. B. Friess, V. Umansky, L. N. Pfeiffer et al., *Phys. Rev. Lett.* **124**, 117601 (2020).
17. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., *Nature* **420**, 646 (2002).
18. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 046807 (2003).
19. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 176801 (2016).
20. A. D. Levin, G. M. Gusev, O. E. Raichev, Z. S. Momtaz, and A. K. Bakarov, *Phys. Rev. B* **94**, 045313 (2016).
21. А. А. БЫКОВ, ПИСЬМА В ЖЭТФ **87**, 281 (2008) [A. A. Bykov, *JETP Lett.* **87**, 233 (2008)].
22. S. I. Dorozhkin, I. V. Pechenezhskiy, L. N. Pfeiffer et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 036602 (2009).
23. R. G. Mani, A. N. Ramanayaka, Tianyu Ye et al., *Phys. Rev. B* **87**, 245308 (2013).
24. D. F. Kärcherr, A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov et al., *Phys. Rev. B* **93**, 041410 (2016).
25. A. A. Bykov, J.-q. Zhang, S. Vitkalov, A. K. Kalagin, and A. K. Bakarov, *Phys. Rev. B* **72**, 245307 (2005).
26. W. Zhang, H.-S. Chiang, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **75**, 041304 (2007).
27. Q. Shi, Q. A. Ebner, and M. A. Zudov, *Phys. Rev. B* **90**, 161301 (2014).
28. M. A. Zudov, I. A. Dmitriev, B. Friess et al., *Phys. Rev. B* **96**, 121301 (2017).
29. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 086808 (2009).
30. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **84**, 121301 (2011).
31. В. И. РЫЖИЙ, ФТТ **11**, 2577 (1969) [V. I. Ryzhii, *Sov. Phys. Solid State* **11**, 2078 (1970)].
32. В. И. РЫЖИЙ, Р. А. СУРИС, Б. С. ШЧАМХАЛОВА, ФТП **20**, 2078 (1986) [V. I. Ryzhii, R. A. Suris, and B. S. Shchamkhalova, *Sov. Phys. Solid State* **20**, 1299 (1986)].
33. A. C. Durst, S. Sachdev, N. Read, and S. M. Girvin, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 086803 (2003).
34. M. G. Vavilov, I. A. Dmitriev, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, *Phys. Rev. B* **70**, 161306 (2004).
35. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 226802 (2003).
36. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, *Phys. Rev. B* **71**, 115316 (2005).
37. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, *Phys. Rev. B* **75**, 245320 (2007).
38. С. И. ДОРОЖКИН, ПИСЬМА В ЖЭТФ **77**, 681 (2003) [S. I. Dorozhkin, *JETP Lett.* **77**, 577 (2003)].
39. Y. M. Beltukov and M. I. Dyakonov, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 176801 (2016).
40. J. H. Smet, B. Gorshunov, C. Jiang et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 116804 (2005).
41. T. Herrmann, I. A. Dmitriev, D. A. Kozlov et al., *Phys. Rev. B* **94**, 081301 (2016).
42. M. L. Savchenko, A. Shuvaev, I. A. Dmitriev et al., *Phys. Rev. B* **106**, L161408 (2022).
43. A. D. Chepelianskii and D. L. Shepelyansky, *Phys. Rev. B* **80**, 241308 (2009).
44. O. V. Zhirov, A. D. Chepelianskii, and D. L. Shepelyansky, *Phys. Rev. B* **88**, 035410 (2013).
45. S. A. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **83**, 155303 (2011).
46. A. D. Chepelianskii and D. L. Shepelyansky, *Phys. Rev. B* **97**, 125415 (2018).
47. A. T. Hatke, M. A. Zudov, J. D. Watson et al., *Phys. Rev. B* **87**, 161307 (2013).
48. A. V. Shchepetilnikov, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Phys. Rev. B* **95**, 161305 (2017).
49. X. Fu, Q. A. Ebner, Q. Shi et al., *Phys. Rev. B* **95**, 235415 (2017).

50. А. В. Щепетильников, Ю. А. Нефедов, А. А. Дремин, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **107**, 799 (2018) [A. V. Shchepetilnikov, Y. A. Nefyodov, A. Dremin, and I. V. Kukushkin, JETP Lett. **107**, 770 (2018)].
51. C. L. Yang, M. A. Zudov, T. A. Knuuttila et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 096803 (2003).
52. P. D. Ye, L. W. Engel, D. C. Tsui et al., Appl. Phys. Lett. **79**, 2193 (2001)
53. L. W. Engel, D. Shahar, I. M. C. Kurdak, and D. C. Tsui, Phys. Rev. Lett. **71**, 2638 (1993).
54. V. Dziom, A. Shuvaev, A. V. Shchepetilnikov et al., Phys. Rev. B **99**, 045305 (2019).
55. I. V. Andreev, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, Phys. Rev. B **83**, 121308 (2011).
56. A. V. Shchepetilnikov, A. R. Khisameeva, Yu. A. Nefyodov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **100**, 125425 (2019).
57. A. A. Bykov, I. V. Marchishin, A. V. Goran, and D. V. Dmitriev, Appl. Phys. Lett. **97**, 082107 (2010).
58. A. V. Shchepetilnikov, A. R. Khisameeva, Yu. A. Nefyodov, S. Schmult, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **102**, 075445 (2020).
59. А. Р. Хисамеева, А. В. Щепетильников, Ю. А. Нефедов, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **114**, 328 (2021) [A. R. Khisameeva, A. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, and I. V. Kukushkin, JETP Lett. **114**, 279 (2021)].
60. И. В. Кукушкин, С. Шмульт, Письма в ЖЭТФ **101**, 770 (2015) [I. V. Kukushkin and S. Schmult, JETP Lett. **101**, 693 (2015)].
61. V. V. Solovyev and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 115131 (2017).
62. V. E. Kozlov, A. B. Van'kov, S. I. Gubarev et al., Phys. Rev. B **91**, 085304 (2015).
63. M. A. Zudov, O. A. Mironov, Q. A. Ebner et al., Phys. Rev. B **89**, 125401 (2014).
64. S. Sassine, Yu. Krupko, E. B. Olshanetsky et al., Sol. St. Commun. **142**, 631 (2007).
65. А. Р. Хисамеева, А. В. Щепетильников, Г. А. Николаев и др., Письма в ЖЭТФ **118**, 55 (2023) [A. R. Khisameeva, A. V. Shchepetilnikov, G. A. Nikolaev et al., JETP Lett. **118**, 67 (2023)].
66. D. Tabrea, I. A. Dmitriev, S. I. Dorozhkin et al., Phys. Rev. B **102**, 115432 (2020).
67. M. Otteneder, I. A. Dmitriev, S. Candussio et al., Phys. Rev. B **98**, 245304 (2018).
68. E. Monch, D. A. Bandurin, I. A. Dmitriev et al., Nano Lett. **20**, 5943 (2020).
69. R. Yamashiro, L. V. Abdurakhimov, A. O. Badrutdinov, Y. P. Monarkha, and D. Konstantinov, Phys. Rev. Lett. **115**, 256802 (2015).
70. A. A. Zadorozhko, Y. P. Monarkha, and D. Konstantinov, Phys. Rev. Lett. **120**, 046802 (2018).
71. E. Mönch, P. Euringer, G.-M. Hüttner et al., Phys. Rev. B **106**, L161409 (2022).
72. E. Mönch, S. Schweiss, and I. Yahniuk, arXiv:2311.05468 (2023).