Thesis 6 course
Исследование фазовых характеристик поперечных плазменных волн в двумерных электронных системах

Dzhikirba Kirill

11 июня 2023 г.

Оглавление

Вступление

Изучение свойств электронных систем является одним из главных разделов физики твердого тела. Большое количество исследуемых эффектов и их практические применения позволяют оставаться этой области актуальной уже более ста лет. Разнообразие материалов и различные методы воздействия на электронную систему эксперимент незаменимым инструментом в научных исследованиях физики твердого тела. Наряду с теоретическим описанием и компьютерным моделирование эксперимент позволяет подробно изучить удивительные эффекты физики конденсированного состояния. В тоже время большое количество частиц, сложно взаимодействующих между собой приводит к различным физическим моделям, позволяющим лишь приближенно описать поведение исследуемых систем.

Одной из приближенных моделей является модель квазичастичных возбуждений слабо взаимодействующих друг с другом. Такие возбуждения могут быть одночастичными и коллективными. Примером коллективных возбуждений могут служит плазмоны. Плазмон является основным возбуждением для двумерных электронных систем в терагерцовом частотном диапазоне. Таким образом изучение плазменных свойств двумерных электронных систем интересно не только как фундаментальные исследования, но и для создания элементной базы терагерцовой электроники и систем коммуникации.

Изначально изучались трехмерные электронные системы, но в последнее время развитие технологий позволило создать электронные системы низких размерностей: двумерные, одномерные и нульмерные. Основным преимущество таких структур является возможность эффективно управлять концентрацией электронов в системе, что дало огромный рывок в развитии полупроводниковой электроники во второй половине двадцатого века.

Впервые двумерные плазменные возбуждения удалось наблюдать более 40 лет назад в вигнеровском кристалле электронов на поверхности жидкого гелия. После этого их наблюдали в кремниевых МОП структурах и в гетероструктурах. Существует два основных вида плазменных колебаний: продольные и поперечные. Исследование двумерных поперечных плазмонов началось недавно и сейчас эта область физики твердого тела активно развивается.

Диплом посвящен экспериментальному исследованию взаимодействия поперечных плазменных волн с терагерцовым излучением, в первую очередь исследованию вклада электронной системы в фазу проходящего через нее излучения. Исследованы зависимости изменения фазы прошедшего излучения при различных параметрах гетероструктуры. На основе спектров амплитуды и фазы прошедшего излучения измерена температурная зависимость эффективной электронной массы в гетероструктуре на основе GaAs.

0.1 Литературный обзор

0.1.1 Введение

Для последовательного изложения материала вначале литературного обзора будут приведены некоторые общие определения касающиеся плазменных волн в двумерных электронных системах. Дадим определение плазмы. *Плазма - это квазинейтральный газ заряженных и нейтральных частиц, который проявляет коллективные свойства* [1]. Коллективными свойствами называют не локализованный отклик системы на внешнее возбуждение. Условие существования этого записывается как $\omega\tau \gg 1$, то есть время релаксации импульса или энергии электрона сильно больше периода плазменных колебаний системы. Если дальнодействующие электромагнитные силы во много раз превышают силы, ответственные за столкновения, то движение отдельной частицы определяется состоянием всей системы, даже в достаточно далеких областях. Таким образом и проявляются коллективные свойства плазмы. Одним из вариантов коллективного движения частиц являются гармонические колебания зарядовой плотности - плазмоны.

Электроны в металле представляют собой классический пример плазмы. В физике твердого тела под электронами в металлах подразумевают квазичастицы, полученные из обычного электрона при учете взаимодействия с атомной решеткой и другими электронами. Исторически плазменные колебания начали изучаться в трехмерных системах, где закон дисперсии имеет вид:

$$\omega_{ln} = \sqrt{\Omega^2 + k^2 < v^2 >}; \qquad \omega_{tr} = \sqrt{\Omega^2 + k^2 c^2}; \qquad \Omega = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}} \tag{1}$$

Здесь k - волновой вектор плазмона, а m, n и $< v^2 >$ - масса, концентрация и среднеквадратичная скорость электронов, соответственно; Ω - важнейшая характеристика трехмерной плазмы, плазменная частота. Именно она определяет ширину щели в спектре продольных (ln) и поперечных (tr) плазмонов.

0.1.2 Двумерные плазменные колебания

С развитием технологий возрастал интерес к низкоразмерным системам. Первой работой по плазменным колебания в двумерных электронных системах была теоретическая статья Штерна в в 1967 году [2], где был получен закон дисперсии двумерных продольных плазмонов (2):

$$\omega_{2D} = \sqrt{\frac{2\pi n e^2 k}{m^* \varepsilon}} \tag{2}$$

Здесь m^* - эффективная масса электрона, ε - диэлектрическая проницаемость окружающей среды, k - волновой вектор плазмона. В отличии от трехмерного случая, где в спектре существует щель, в двумерных плазмонах частота возбуждения не ограниченна снизу. Другая важная черта двумерных систем - это возможность менять концентрацию электронов в широких пределах, например при помощи затвора. Также надо отметить, что в двумерном случае, большую роль играет окружающая систему среда.

Существуют различные моды двумерных плазменных колебаний. Таким образом важным моментом является способ возбуждения системы. В целом, от способа и будет зависеть мода колебаний, наблюдаемая в эксперименте. Для возбуждения продольных колебнаний нужно согласовать частоту и волновой вектор возбуждающего излучения с дисперсией плазмона. Корневая зависимость частоты от волнового вектора приводит к необходимости эффективно зафиксировать волновой вектор возбуждаемой плазменной волны при помощи геометрии изучаемой системы. Например, используя сверхрешетку, напыленную поверх ДЭС.

Для детектирования плазменных колебаний используются различные методики: транспортные, в том числе и время разрешенные эксперименты, копланарно-трансмиссионная методика, оптическое детектирование разогрева электронной системы и другие. Далее мы дадим подробное описание некоторых работ, в которых исследовались поперечные плазменные возбуждения в двумерных электронных системах.

0.1.3 Поперечные двумерные плазменные колебания

В отличии от продольных плазменных волн поперечные плазмоны впервые были исследованы не как самостоятельный объект, а скорее как отклик ДЭС с подложкой на внешнее возбуждение. Рассмотрим геометрию, показанную на рисунке (1): на поверхности плоскопараллельной пластины с диэлектрической проницаемостью ε и толщиной d находиться двумерная электронная система. Плоская электромагнитная волна с частотой ω падает перпендикулярно пластине и, взаимодействуя с электронами и самой пластиной, частично проходит, частично отражается и частично поглощается в двумерной электронной системе.

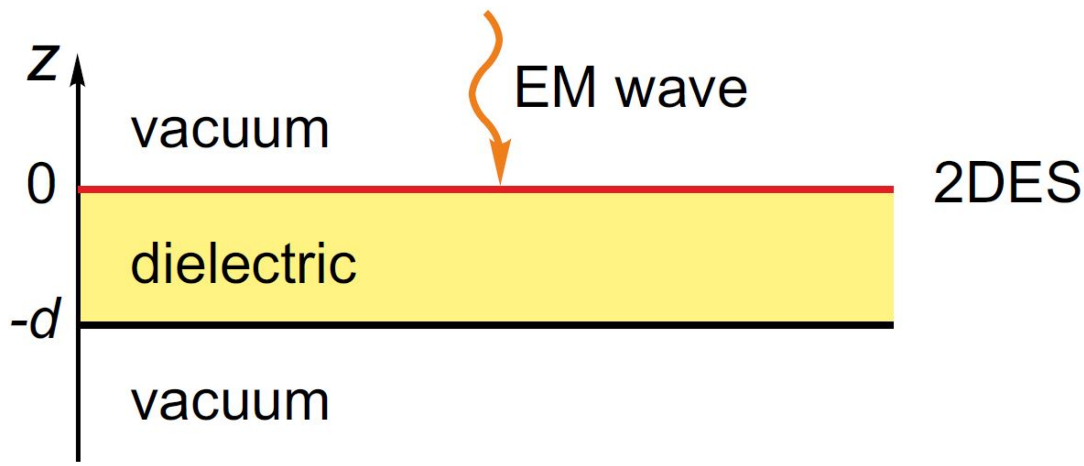

Рис. 1: Схема рассматриваемой задачи. Из статьи [7]

Такая задача впервые была теоретически рассмотрена Ю.А. Косевичем в 1990 году [5]. Исследовалось пропускание системы в зависимости от частоты падающего излучения в предположении что $\sqrt{\varepsilon}d = const$ и $\varepsilon \gg 1$. То есть оптическая толщина пластины постоянна, а её диэлектрическая проницаемость стремиться к бесконечности. Пропускание такой системы в отсутствие ДЭС почти везде равно 0, за исключением частот $\omega_N = N\pi c/(\sqrt{\varepsilon}d)$ отвечающих резонансам Фабри-Перо, на которых пропускание равно 1. Электронная система рассматривается в модели Друде, где σ и μ даются классическими формулами:

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}; \qquad \sigma_0 = ne\mu; \qquad \mu = e\frac{\tau}{m^*}; \tag{3}$$

В бесстолкновительном пределе было показано наличие плазменного резонанса с волновым вектором $k = 0$ на частоте ω_0 (4).

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi ne^2}{m^* d(\varepsilon - 1)}} \tag{4}$$

Пропускание данной системы на плазменной частоте равняется 1, тогда как в случае отсутствия ДЭГ падающая волна полностью отражается. Основным результатом данной работы является формула плазменной частоты. Более общий случай был рассмотрен в статье [6]. Дисперсия поперечных плазмонов аналогично трехмерному случаю задается формулой:

$$\omega_{2D\ tr} = \sqrt{\omega_0^2 + c^2k^2} \tag{5}$$

Здесь ω_0 - частота задаваемая выражением (4). Таким образом частота на которой наблюдается резонанс в пропускании является плазменной частотой отвечающей за щель в спектре поперечных плазмонов. Дальнейшее развитие идеи, больше нацеленное на реальные ДЭС измеряемые в эксперименте было сделано в 2020 году в статье [7]. Данная статья положила начало циклу работ, посвященных изучению поперечных плазменных колебаний. И поскольку, все результаты описанные в дипломе относятся к этому циклу работ, далее в рамках литературного обзора будут подробно разобраны первые статьи этого цикла, в том числе и теоретическая статья.

Найдем зависимость проходящего через систему излучения в общем случае не ограничиваясь предположениями о толщине пластины и её диэлектрической проницаемости. Пусть электрическое поле падающей из вакуума на пластину электромагнитной волны с частотой ω равно:

$$E = E_x \exp(-i(\omega t - k_z z)); \tag{6}$$

Ось z направлена перпендикулярно пластине, как показано на рисунке (1). Все пространство разделяется на три области. В области перед пластиной существуют падающая и отраженная волны, внутри пластины поле равно суперпозиции двух волн с противоположно направленными волновыми векторами $k_{1z} = \frac{\sqrt{\varepsilon}\omega}{c}$. За пластиной существует только прошедшая волна. Из уравнений Максвелла для однородной среды можем расписать распределение поля для каждой из областей в следующем виде:

$$E(z) = \begin{cases} \exp(ik_z z) + r\exp(-ik_z z) & z > 0 \\ a_1 \exp(ik_{1z} z) + a_2 \exp(-ik_{1z} z) & -d < z < 0 \\ t\exp(ik_z z) & z < -d \end{cases} \tag{7}$$

Запишем граничные условия при $z = 0$ и $z = -d$. Воспользовавшись законом Ома: $j = \sigma E$, и считая σ изотропной, мы получим систему:

$$\begin{cases} E\,(+0) = E\,(-0) \\ E\,(-d+0) = E\,(-d-0) \\ \frac{\partial E}{\partial x}\Big|_{z=-0}^{z=+0} = -i\frac{4\pi\omega}{c^2}\sigma E \\ \frac{\partial E}{\partial x}\Big|_{z=d+0}^{z=d-0} = 0 \end{cases} \tag{8}$$

В оригинальной статье частота плазмона находилась из условия $r = 0$, и решения полученной системы уравнений. Данное предположение не всегда может реализоваться на практике. Формально для удовлетворения этому условию необходимо допустить у частоты ω наличие комплексной составляющей, то есть создать затухающее или наоборот увеличивающиеся по амплитуде падающее излучение. В последующих статьях плазменная частота интерпретировалась как локальный максимум пропускания. Оба подхода дают правильный результат в смысле согласования с ранее полученными формулами, и хорошо согласуются друг с другом. Мы будем использовать второй способ описания плазменного резонанса. Из полученной системы выразим t:

$$t = \frac{2}{(1 + \frac{4\pi\sigma}{c})s_1 + s_2} \tag{9}$$

$$s_1 = \cos(k_1 d) - \frac{i}{\sqrt{\varepsilon}}\sin(k_{1z}d); \qquad s_2 = \cos(k_1 d) - i\sqrt{\varepsilon}\sin(k_{1z}d); \tag{10}$$

Тогда нормированная на падающую волну интенсивность прошедшего излучения выражается следующим образом:

$$T = |t|^2 = \left|\frac{2}{(1 + \frac{4\pi\sigma}{c})s_1 + s_2}\right|^2 \tag{11}$$

$$T = \left|\frac{2}{(2 + \frac{4\pi\sigma}{c})\cos(\frac{\sqrt{\varepsilon}\omega d}{c}) - \frac{i}{\sqrt{\varepsilon}}\,(\varepsilon + 1 + \frac{4\pi\sigma}{c})\sin(\frac{\sqrt{\varepsilon}\omega d}{c})}\right|^2 \tag{12}$$

На рисунке (2) показаны примеры спектров пропускания, отражения и по-

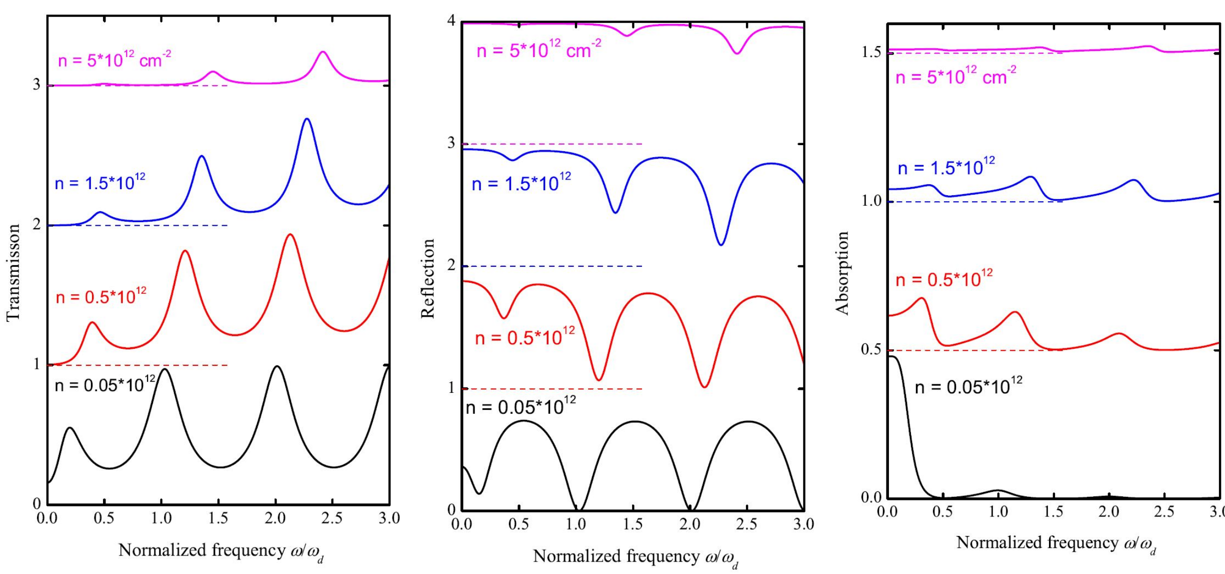

Рис. 2: Спектры пропускания, отражения и поглощения для систем с различной концентрацией ДЭС. Подвижность электронной системы $\mu = 10^6$ см^2/Вс, толщина диэлектрической подложки $d = 1$мм, диэлектрическая проницаемость GaAs $\varepsilon = 12.8$, ω_d - частота первого резонанса Фабри-Перо подложки без ДЭС. Из статьи [7].

глощения стемы рассчитанные по формуле (12). На практике для того чтобы определить параметры электронной системы достаточно измерить пропускание или отражение. Положение первого максимума в пропускании соответствует частоте, которую в предыдущих работах называли плазменной.

При наличии внешнего магнитного поля, приложенного вдоль оси z прводимость системы становиться двумерным тензором второго ранга. В координатах, где базисными векторами являются циркулярно поляризованные волны, тензор проводимости диаганализуется с главными значениями:

$$\sigma_{\pm} = \frac{\sigma_0}{1 - i(\omega \mp \omega_c)\tau}, \qquad \omega_c = \frac{eB}{m^* c}; \tag{13}$$

Итоговое пропускание системы t в случае циркулярно поляризованной падающей волны записывается аналогично формуле (9):

$$t_{\pm} = \frac{2}{(1 + \frac{4\pi\sigma_{\pm}}{c})s_1 + s_2} \tag{14}$$

На практике ввиду отсутствия циркуляторов с широким рабочим диапазоном чаще работают с линейной поляризацией. Компоненты тензора проводимости в этих координатах имеют следующий вид:

$$\sigma_{xx} = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{1 + i\omega\tau}{(1 + i\omega\tau)^2 + \omega_c^2\tau^2}, \qquad \sigma_{xy} = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{\omega_c \tau}{(1 + i\omega\tau)^2 + \omega_c^2\tau^2}; \tag{15}$$

При этом можно проводить измерения как в скрещенных поляризациях, где детектируется поляризация перпендикулярная падающей, так и в параллельных поляризациях. Оба случая выражаются аналитически следующим образом:

$$t_p = \frac{2a_p}{a_p^2 + a_c^2}, \qquad t_c = \frac{2a_c}{a_p^2 + a_c^2}; \tag{16}$$

$$a_p = (1 + \frac{4\pi\sigma_{xx}}{c})s_1 + s_2, \qquad a_c = -\frac{4\pi\sigma_{xy}}{c}s_1 \tag{17}$$

Несмотря на полученное, полностью аналитическое описание, поведение систем довольно сложно предсказать опираясь на формулу (11), в том смысле что нельзя быстро ответить на вопрос в какой зависимости от толщины и частоты находится положение первого резонанса в пропускании. Для дальнейшего анализа удобно рассмотреть два предельных случая, в каждом из которых можно получить физическую интерпретацию. Плазменный предел при котором $\omega\tau \gg 1$ и диссипативный предел $\omega\tau \ll 1$. В зависимости от соотношения времени свободного пробега и периода возбуждающего излучения будет преобладать резистивная или индуктивная часть импеданса ДЭС:

$$Z_{2D} = R + i\omega L_k, \qquad R = \frac{m^*}{ne^2\tau}, \qquad L_k = \frac{m^*}{ne^2}; \tag{18}$$

Или, другими словами, проводимость станет чисто действительный либо чисто мнимой величиной:

$$\omega\tau \gg 1 \to \sigma = i\frac{\sigma_0}{\omega\tau} = i\frac{ne^2}{m^*\omega}; \qquad\qquad \omega\tau \ll 1 \to \sigma = \sigma_0; \tag{19}$$

Что сильно упрощает итоговую зависимость пропускания системы от частоты падающего излучения. Рассмотрим сначала бесстолкновительный предел.

Бесстолкновительный предел

Для начала обратим внимание на вид спектров пропускания вцелом (рисунок 2). Положение первого максимума пропускания отвечает плазменному резонансу (4). При этом видно что последующие максимумы пропускания так же меняют свое положение в зависимости от концентрации ДЭС. Например второй и третий резонансы Фабри-Перо при увеличении двумерной концентрации электронов постепенно сдвигаются вправо по частоте. Таким образом можно сказать что кроме первого - плазменного резонанса существует семейство резонансов связанных с ДЭС. Данные резонансы логично назвать плазменными. В приближении $\omega\tau \gg 1$ проводимость двумерной электронной системы чисто мнимая. Если дополнительно предположить что $\omega_0 \ll \omega_d = \pi c/(\sqrt{\varepsilon}d)$, то положение максимумов пропускания описывается следующей формулой:

$$\omega_p = \frac{\omega_N}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_N}{2}\right)^2 + \omega_0^2}, \tag{20}$$

Здесь ω_0-плазменная частота согласно (4), а $\omega_N = N\pi c/(\sqrt{\varepsilon}d)$ - частота N-ого резонанса Фабри-Перо. Основной результат этого выражения заключается в гибридизации плазменного резонанса с резонансами пропускания подложки. Видно что положение резонансов пропускания определяется не только положениями резонансов Фабри-Перо, но и плазменной частотой. Полученное описание полностью согласуется с результатами предыдущих работ в положении первого плазменного резонанса. При этом сами резонансы Фабри-Перо так же должны оказывать влияние на плазму. Данная формула работает только в случае: $\omega_0 \ll \omega_d = \pi c/(\sqrt{\varepsilon}d)$. Если рассмотреть более общий случай, то точная аппроксимация положения резонансов пропускания задается следующей формулой:

$$\omega_N = \frac{\omega_d}{2}\left(2N + \sqrt{\left(\frac{N}{1+A^2}\right)^2 + \frac{A^2}{1+A^2}} - \frac{N}{1+A^2}\right). \tag{21}$$

Здесь: ω_N -положение N-ого плазменного резонанса, $\omega_d = \pi c/(\sqrt{\varepsilon}d)$ - частота первого резонанса Фабри-Перо, $A = \frac{2\omega_0}{\omega_d}$ - параметр запаздывания, отвечающий за силу взаимодействия плазменного резонанса с резонансами пропускания подложки. Впервые поперечные плазменные волны были экспериментально открыты в 2021 году в работе [8]. Полученные спектры пропускания для различных образцов представлены на рисунке (3). Видно хорошее согласование теории и эксперимента. В этой работе значение параметра запаздывания менялось за счет увеличения плазменной частоты. Другим важным аспектом формулы (21) является то что данная формула отражает факт влияния подложки на положение первого резонанса:

$$\omega_{N=0} = \frac{\omega_d}{2}\sqrt{\frac{A^2}{1+A^2}} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+A^2}}; \tag{22}$$

При стремлении $A \to 0$ данная формула совпадает с плазменной частотой ω_0. Плазменная частота ω_0 зависит от n и m^*, но не зависит от τ. Таким образом параметр A при фиксированной структуре квантовой ямы зависит только от

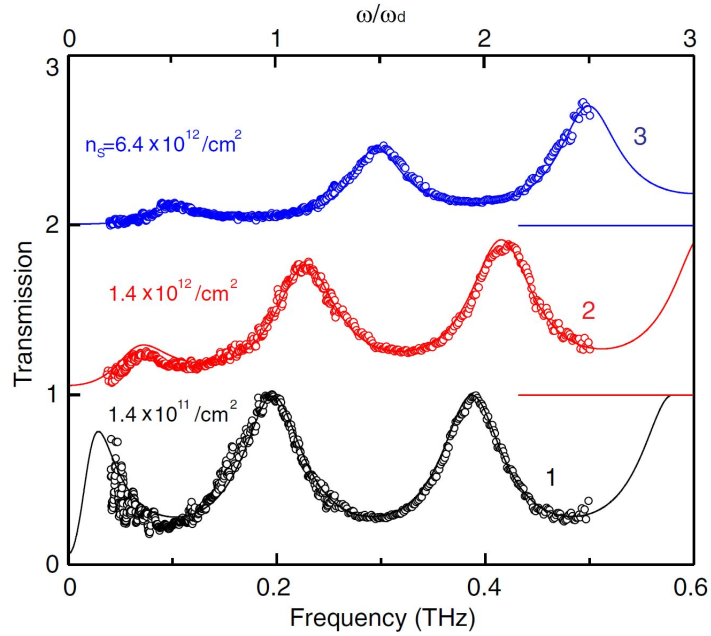

Рис. 3: Зависимость пропускания от частоты для различных концентраций ДЭГ, на поверхности GaAs толщиной $d = 0.21$ mm. Из статьи [8].

концентрации. В противоположном пределе:

$$\omega_N = \omega_d \left(N + \frac{1}{2} - \frac{N}{2A^2} \right); \qquad A \to \infty \tag{23}$$

Видно, что частота резонанса ограничена сверху $\omega_d/2$. Таким образом мы получаем что при малых значениях параметра A положение резонанса совпадает с плазменной частотой, при увеличении A плазменный резонанс начинает гибридизироваться с резонансами подложки и его положение смещается в более низкие, по сравнению с плазменной частотой, частоты. И в пределе частота резонанса стремиться к половине первой частоты Фабри-Перо. Аналогично обстоит дело и с остальными резонансами. Каждый из них, при увеличении параметра запаздывания увеличивает свою частоту, при этом максимум ограничен ближайшим справа минимумом Фабри-Перо.

На рисунке (4) показана зависимость частоты резонанса, при фиксированной толщине подложки, то есть при фиксированной частоте ω_d, в зависимости от концентрации n. Синим пунктиром показана зависимость рассчитанная по формуле 4, а красным по формуле 21, желтым цветом показана частота первого минимума пропускания подложки без ДЭС. Видно что при малых концентрациях обе формулы дают одинаковый результат, но при увеличении концентрации положение резонанса отклоняется от чисто плазменного и гибридизуется с резонансом подложки, асимптотически выходя на положение минимума в спектре пропускания. На вставке показана частота резонанса, поделенная на плазменную частоту ω_0 в зависимости от параметра A. Параметр A в данном случае зависит только от концентрации ДЭС.

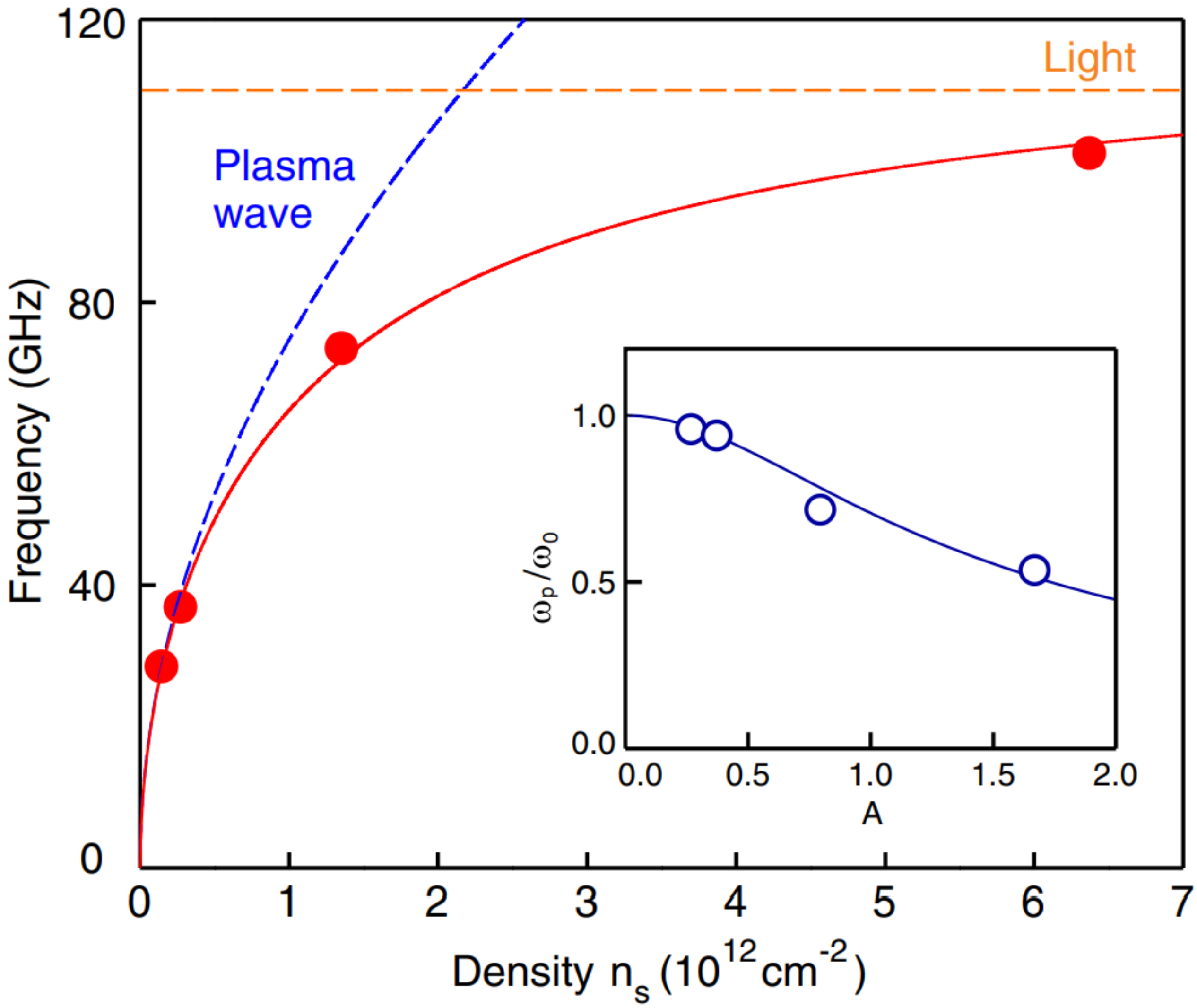

Рис. 4: Зависимость резонансной частоты от концентрации электронов n. Сплошная линия рассчитана по уравнению 21. Синий пунктир представляет незапаздывающую плазменную частоту из уравнения 4, желтый - фотонную моду Фабри-Перо. На вставке показана нормированная плазменная частота в зависимости от параметра запаздывания A. Из статьи [8].

Предел малого времени релаксации

В случае $\omega\tau \ll 1$ в импедансе ДЭС остается только резистивная часть и проводимость перестает зависеть от частоты. В этом случае положение максимумов пропускания описывается следующим уравнением:

$$(\mathrm{A}^2 - \mathrm{B}^2)\sin(2\frac{\sqrt{\varepsilon}\omega d}{c}) = 0 \tag{24}$$

$$\mathrm{A} = 2 + \frac{4\pi\sigma}{c}; \qquad \mathrm{B} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\,(\varepsilon + 1 + \frac{4\pi\sigma}{c}); \tag{25}$$

От знака разности коэффициентов A и B зависит какой экстремум будет при нулевой частоте. Видно что максимумы пропускания расположены эквидистантно по частоте. Существует выделенный случай при котором:

$$2 + \frac{4\pi\sigma}{c} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\,(\varepsilon + 1 + \frac{4\pi\sigma}{c}); \tag{26}$$

$$\frac{4\pi\sigma}{c} = \sqrt{\varepsilon} - 1; \tag{27}$$

В этом случае уравнение на положение максимумов становиться тождеством, а это означает что спекрт пропускания становиться константой. В этом нетрудно убедиться, если подставить значение σ из (27) в (12) и получить:

$$T = \frac{4}{(1 + \sqrt{\varepsilon})^2}; \tag{28}$$

Этот эффект был экспериментально исследован в работе 2021 года [9]. В качестве образцов выступали тонкие пленки хрома, напыленные на подложки из чистого кремния. На рисунке (5) представлены измеренные спектры пропускания для образцов с различной двумерной проводимостью напыленных пленок. Проводимость контролировалась при помощи толщины напыленной пленки. Видно что эффект увеличения концентрации ДЭС в этом пределе оказывает принципиально другое влияние на спектр пропускания системы. Положения резонансов Фабри-Перо не меняются, при этом в целом уменьшается пропускание всей системы и уменьшается контрастность максимумов в пропускании. При этом после прохождения σ_{cr} удовлетворяющего уравнению (27) максимумы и минимумы пропускания меняются местами. А при дальнейшем увеличении проводимости контрастность резонансов растет, а пропускание в целом уменьшается.

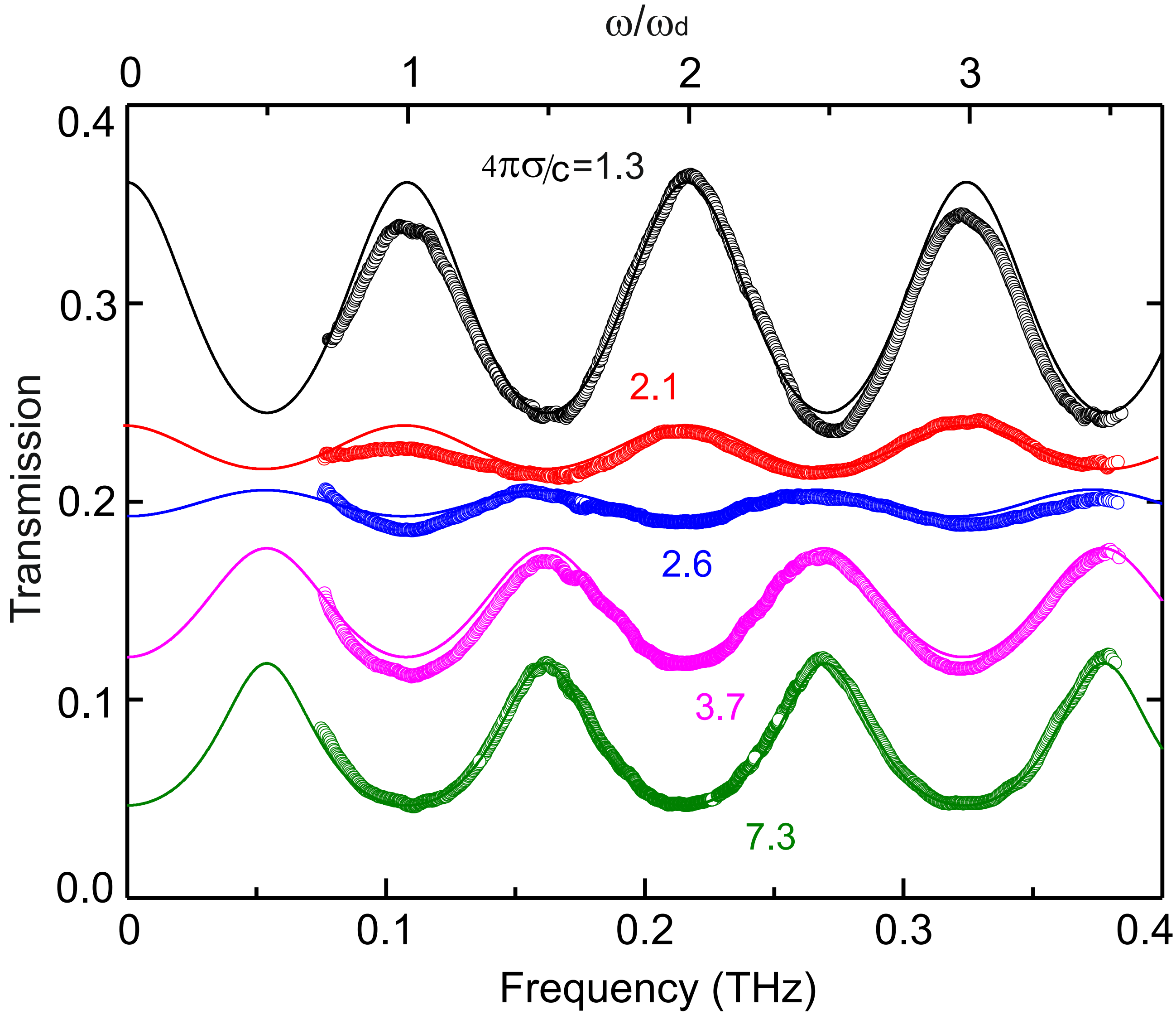

Рис. 5: Частотная зависимость пропускания через образцы кремния с пленками хрома разной проводимости. Подложка из чистого кремния толщиной $d = 0.4$ мм с $\varepsilon_{\mathrm{Si}} = 11.7$, толщина пленки Cr в от 8 до 40 нм. Видно, что при критическом значении $4\pi\sigma_{cr}/c \approx 2.35$ происходит смещение резонансов Фабри-Перо на π. Графики построены без смещения по вертикали. Из статьи [9].

Чтобы понять суть резкой смены экстремумов пропускания можно рассмотреть в аналогичной постановке задачу в плазменном пределе. На рисун-

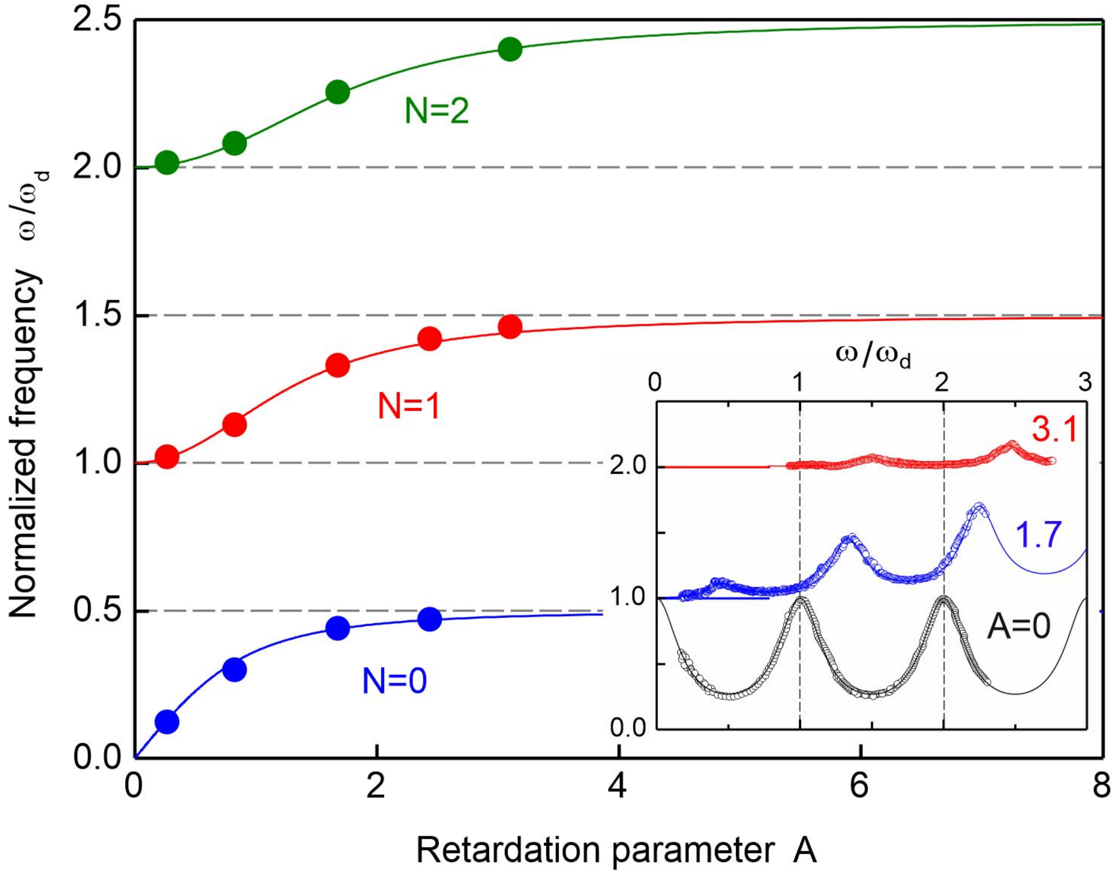

Рис. 6: Зависимость резонансной частоты Фабри-Перо ω/ω_d от A. На вставке показаны данные по пропусканию для трех образцов GaAs: $d = 0,2$ мм - без ДЭГ (черные кружки с $A = 0$); $d = 0,19$ мм, $n_s = 6.4 \times 10^{12}$ см$^{-2}$ (синие кружки с $A = 1.7$) и $d = 0.65$ мм - $n_s = 6.4 \times 10^{12}$ см$^{-2}$ (красные кружки с $A = 3.1$). Для наглядности кривые смещены по вертикали на 1. Из статьи [9].

ке (6) представлена зависимость положения резонансов пропускания от параметра A. Видно что резонансы с увеличением A постепенно меняют свою частоту, перемещаясь на место минимумов. Если теперь построить аналогичный график для случая $\omega\tau \ll 1$, то логично предположить что, максимумы в пропускании также должны сместиться вправо по частоте.

На рисунке (7) представлены экспериментальные результаты, полученные из спектров пропускания для образцов с различной толщиной напыленной пленки хрома. Эксперимент хорошо согласуется с теорией. Видно что существует σ_{cr} при которой происходит резкое изменение положения резонанса. При этом согласно расчетам при $\sigma = \sigma_{cr}$ спектр пропускания должен стать константой. Этот эффект замывания резонансов аналогичен эффекту просветления в оптике. Волновой импеданс диэлектрической подложки равен $Z_0/\sqrt{\varepsilon}$. Этот импеданс нагружен параллельно соединенными импедансами пленки R и вакуума Z_0. Условие согласования импедансов записывается в виде (29),что дает результат совпадающий с (27).

$$\frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon}} = \frac{RZ_0}{R+Z_0}; \qquad \frac{4\pi\sigma_{cr}}{c} = \frac{Z_0}{R} = \sqrt{\varepsilon} - 1. \tag{29}$$

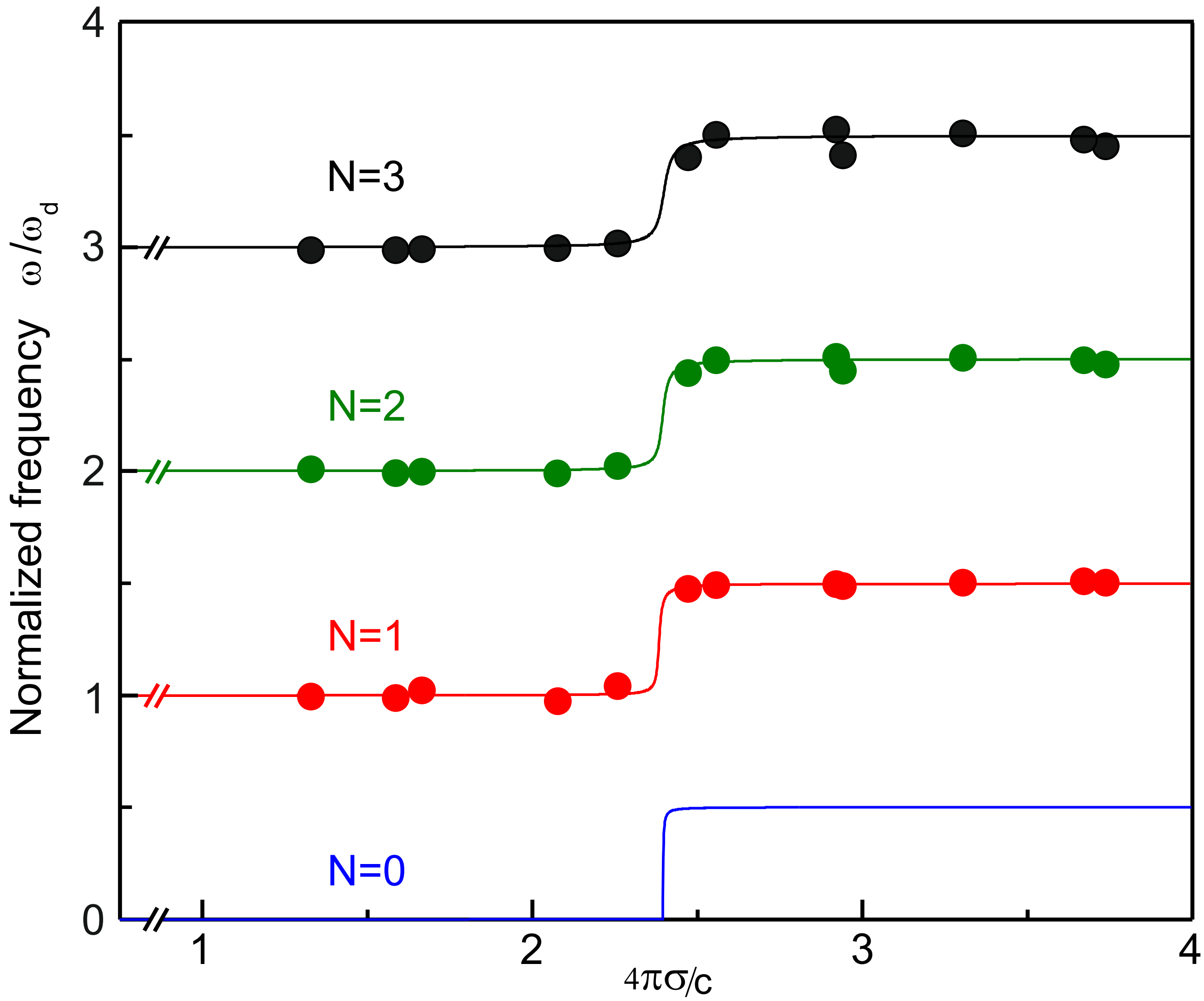

Рис. 7: Зависимость частоты резонанса Фабри-Перо ω/ω_d от проводимости $4\pi\sigma/c$ пленки хрома. Сплошными линиями показан теоретический расчет. Из статьи [9].

На рисунках (8) и (9) представлено положение первого максимума пропускания и его амплитуда в зависимости от концентрации ДЭС и времени релаксации. Данные получены путем компьютерного моделирования.

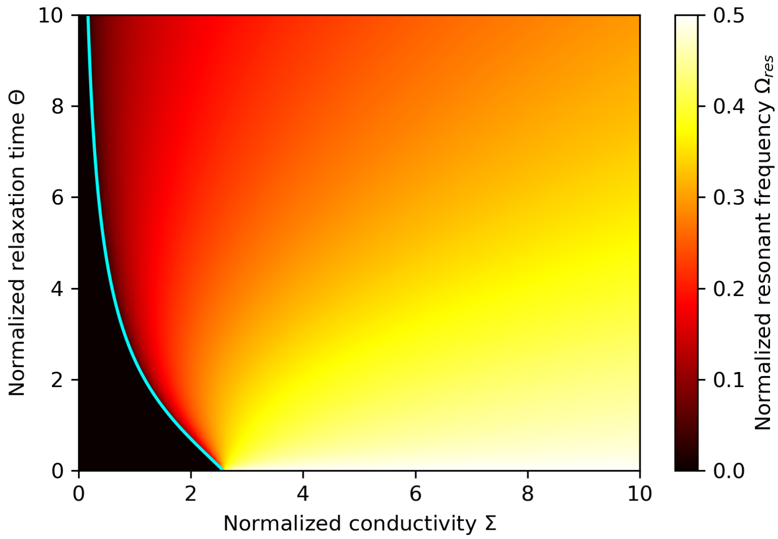

Рис. 8: Зависимость положения первого резонанса $N = 0$ от отнормированной проводимости $\Sigma = 4\pi\sigma/c$ и отнормированного времени релаксации $\Theta = \omega_d \tau$. Для ДЭС на поверхности GaAs: $\varepsilon = \varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$.

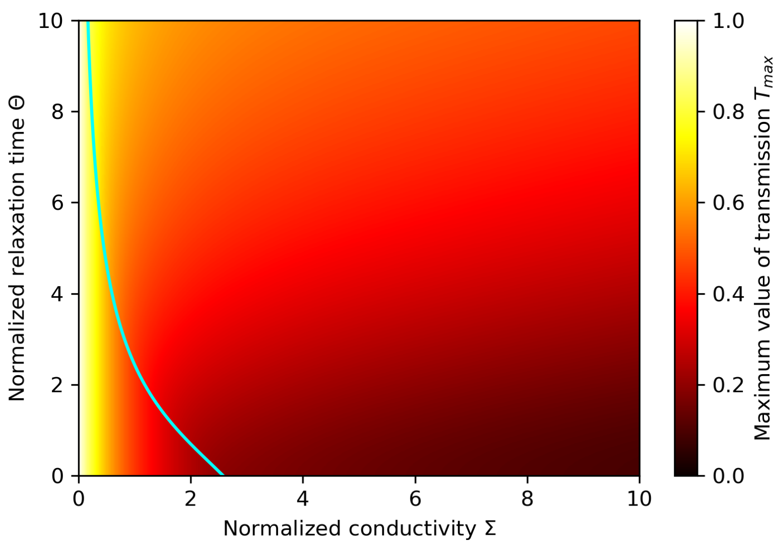

Рис. 9: Зависимость амплитуды пропускания первого резонанса от нормальной проводимости $\Sigma = 4\pi\sigma/c$ и нормального времени релаксации $\Theta = \omega_d \tau$.

0.2 Эксперементальная методика и образцы

0.2.1 Методика имзмерений

Терагерцовая спектроскопия является переходной областью между радиоволновым и инфракрасным диапазоном, сочетая в себе многие свойства обоих излучений. Длина волны (типичный размер от 3 до 0.1 мм) позволяет использовать оптические принципы для формирования и управления терагерцовым пучком. Отсутствие в воздухе поглотителей позволяют использовать открытые оптические схемы. Большинство диэлектриков прозрачны для терагерцового излучения. Кроме того в этом частотном диапазоне находятся переходы между колебательными и вращательными модами в молекулах различных газов. Всё это дает уникальные возможности применения терагерц на практике: в системах контроля безопасности, детектирования веществ и систем неразрушающего контроля качества. Данный диапазон является последним технически не освоенным, в первую очередь это связано с отсутствием стабильных источников излучения с большим временем жизни. Также отсутствуют многие оптические элементы для управления излучением в достаточно широком частотном диапазоне, например циркулятор или пластинка $\lambda/4$.

На микроволновых частотах длина волны в вакууме сравнима с размерами элементов экспериментальной установки (5 мм и более), поэтому эффективное управление излучением с помощью линз и зеркал невозможно. В экспериментальных методиках на микроволнах широко используются волноводы для непрерывных изменений частоты и резонаторы для измерений на дискретных частотах. Спектроскопические эксперименты в дальнем ИК (терагерцовом, субмиллиметровом) диапазоне можно проводить аналогично оптическим методам. Коллимированные пучки излучения распространяются в открытом пространстве и могут управляться линзами и зеркалами. Из-за сравнительно большой длины волны лучи дальнего ИК-диапазона расходятся гораздо быстрее, чем оптические. Граница, на которой квазиоптический метод становится неприменимым, зависит от размеров исследуемых образцов и требований к экспериментальной установке. Для того чтобы измерения были возможны существует мнемоническое правило: все поперечные размеры элементов тракта должны быть больше трех длин волн. То есть, если мы хотим измерить спектр пропускания в диапазоне от 100 ГГц и выше, образец должен быть не менее 9 мм в диаметре. Измерения в криостате с оптическими окнами на образцах меньшего размера могут давать недостоверные результаты.

В качестве источников используются лампы обратной волны. Лампы обратной волны генерируют непрерывное монохроматическое излучение, частоту которого можно регулировать, изменяя приложенное напряжение. Принцип действия ЛОВ основан на электронном пучке, движущемся по периодической сетке, играющей роль замедляющей структуры. Взаимодействие электронов с периодическим электрическим полем сетки приводит к генерации излучения, частота которого определяется скоростью электронов и периодом сетки. Скорость электронов контролируется ускоряющим напряжением, что позволяет непрерывно изменять генерируемую частоту в определенном диапазоне.

На частотах ниже 1 ТГц пучками излучения можно легко управлять с помощью диэлектрических линз со сферическими поверхностями. Чтобы свести к минимуму потери сигнала и избежать нежелательных отражений, материал линзы должен иметь низкое поглощение и низкий показатель преломления. Оптимальное сочетание этих свойств достигается в линзах из тефлона или полиэтилена.

Квазиоптическая измерительная схема представляет собой интерферометр Маха-Цендера. Принципиальная схема установки изображена на рисунке (10). В качестве источника излучения используются ЛОВ (BWO), перекрывающие частотный диапазон от 50 до 500 ГГц. Фокусирующая линза на выходе ЛОВ преобразует расходящуюся волну в квазипараллельный пучок. Сетчатый поляризатор (1), действующий как светоделитель, разделяет свет на два луча с ортогональными линейными поляризациями. В одном плече интерферометра находится криостат с образцом, расположенным в геометрии Фарадея. Лучи после прохождения через оба плеча собираются вместе поляризатором (2), который расположен ортогонально поляризатору (1). После этого проходя анализирующий поляризатор (3) на болометр приходит не отдельные сигналы а интерференция двух лучей. Во втором опорном плече интерферометра находиться подвижное зеркало (4) перемещая которое можно менять сигнал на болометре, за счет изменения фазы излучения в одном из плечей интерферометра. Система измерения настроена так, чтобы постоянно подстраивать подвижное зеркало (4) на деструктивную интерференцию на болометре. При известной длине волны, из изменения положения зеркала можно извлечь изменение фазы прошедшего излучения. В режиме измерения

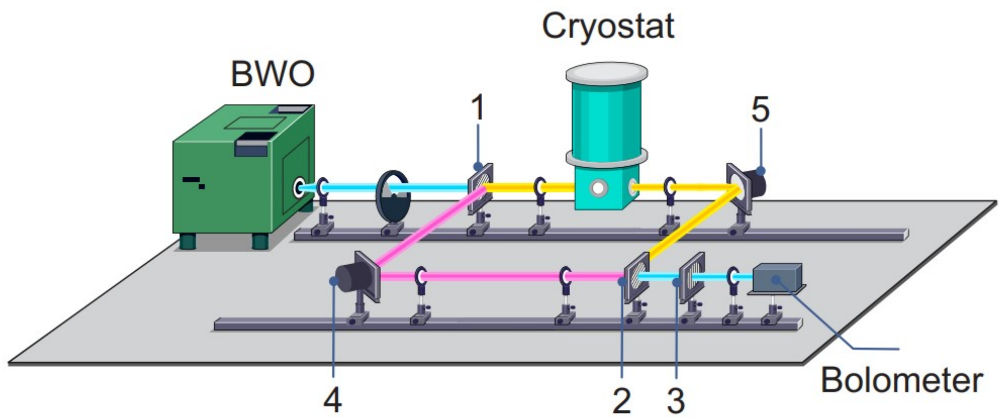

Рис. 10: Схема интерферометра Маха-Цендера

пропускания используется только пробный луч, обозначенный желтым цветом. Опорный луч закрывается поглотителем. В этом режиме для модуляции излучения используется оптический чоппер. Интенсивность луча, прошедшего через квазиоптический тракт измеряется детектором (Bolometr), который преобразует интенсивность падающего излучения в напряжение. Амплитуда модулированного напряжения измеряется специальным синхронным усилителем, который использует импульсы приходящие от чоппера в качестве опорного сигнала. Измерения пропускания исследуемого образца состоит из двух шагов. Интенсивность проходящего излучения измеряют с образцом и без образца. Отношение интенсивностей дает квадрат абсолютного значения комплексной амплитуды пропускания.

Образцы представляли собой квадратные пластины с размером 1×1 см^2, которые крепились на медную диафрагму с диаметром 6 мм в центре сверхпроводящего соленоида внутри криостата с оптическими окнами. Соленоид позволяет получать магнитные поля до 7 Тл. Температура на образце поддерживалась на постоянном уровне 5 К.

Измерение вклада ДЭС в фазу прошедшего излучения при помощи внешнего магнитного поля

Для того чтобы измерить сдвиг фазы, $\Delta\phi$, который вносит ДЭС, находящаяся на полупроводниковой подложке, необходимо иметь возможность изменять её проводимость. Одним из способов достичь этого является подавление проводимости ДЭС посредством внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно поверхности образца. Действительно, компоненты тензора проводимости в модели Друде записываются как:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{1 + i\omega\tau}{(1 + i\omega\tau)^2 + \omega_c^2 \tau^2}, \\ \sigma_{xy} &= \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{\omega_c \tau}{(1 + i\omega\tau)^2 + \omega_c^2 \tau^2}, \end{aligned} \tag{30}$$

При условии $\omega_c \gg \omega$ и $\omega\tau \gg 1$ в знаменателе можно пренебречь 1 и $\omega\tau$ по сравнению с $\omega_c\tau$. Тогда мы получаем:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= i\frac{n_s e^2}{m^*} \frac{\omega}{\omega_c^2}, \\ \sigma_{xy} &= \frac{n_s e^2}{m^*} \frac{1}{\omega_c}, \end{aligned} \tag{31}$$

Видно что компоненты тензора проводимости стремятся к 0 при увеличении магнитного поля. Таким образом, если мы ведем магнитное поле, циклотронная частота которого много больше той, на которой проводится измерение, то эффективно вклад ДЭС в амплитуду и фазу прошедшего излучения будет подавлен. Для квантовых ям в GaAs частота циклотронного резонанса в поле $B = 1$ Т составляет 418 ГГц. Таким образом в частотном диапазоне до 1 ТГц доступное нам внешнее магнитное поле в 7 Т полностью подавляет вклад электронной системы.

0.2.2 Образцы

В экспериментах использовались гетероструктуры на основе GaAs. Карта роста (последовательность слоев) типичной структуры приведена в таблице:

Номер слоя	Назанчение	Материал	Толщина
1	верхний защитный слой	GaAs	150 Å
2	барьер	$Al_x\ Ga_{1-x}\ As$	3000 Å
3	слой легирования	GaAs + δ-слой Si в центре	22.6 Å
4	барьер	$Al_x\ Ga_{1-x}\ As$	900 Å
5	квантовая яма	GaAs	300 Å
6	барьер	$Al_x\ Ga_{1-x}\ As$	3900 Å
7-106	сверхрешетка (100 слоев)	GaAs + $Al_x\ Ga_{1-x}\ As$	30 + 100 Å
107	подложка	GaAs	600 Å

На рисунке (11) приведена зонная диаграмма, отражающая распределение потенциала по слоям.

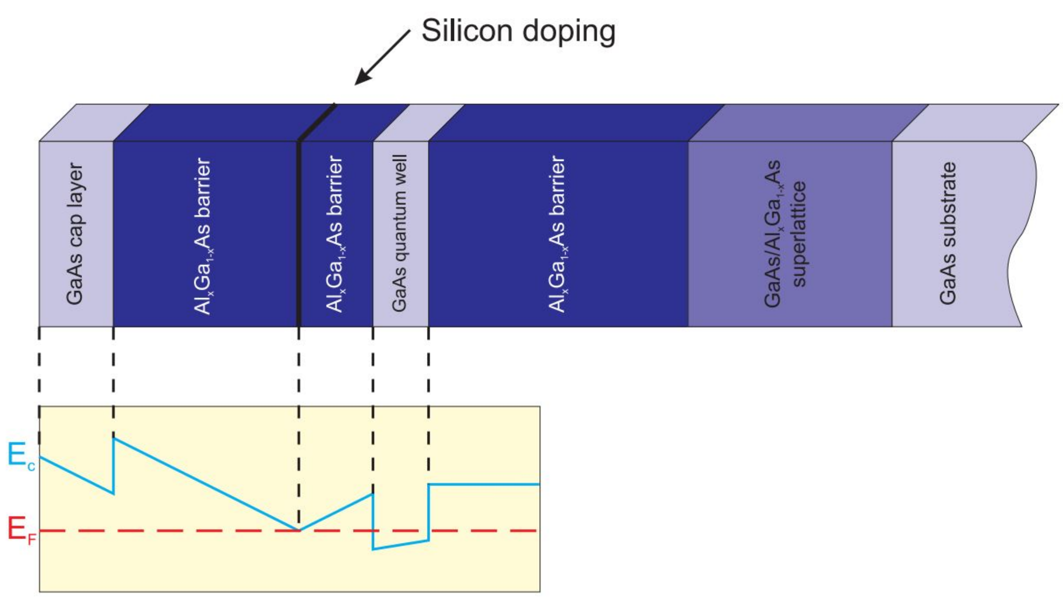

Рис. 11: Вверху: схематическое изображение слоёв используемых гетероструктур. Внизу: диаграмма границы зоны проводимости (E_C) и положение энергии Ферми (E_F).

Использовались структуры с электронной плотностью от $n_s = 3\times10^{11}$ см$^{-2}$ до $n_s = 1.2 \times 10^{12}$ см$^{-2}$ и подвижностью $\mu \approx 10^5$ см^2/В с при температуре $T = 5$ K соответственно. Эффектинвая масса носителей в квантовой яме с концентрацией $n_s = 3 \times 10^{11}$ см$^{-2}$ досталяет $m^* = 0.067 * m_0$, здесь m_0 - масса свободного электрона.

0.3 Результаты

0.3.1 LC-цепь, влияние подложки на фазу прошедшего излучения

Проводится экспериментальное исследование плазменного фазового сдвига вносимого ДЭС расположенной на диэлектрической подложке. Если пренебречь влиянием подложки и рассмотреть ДЭС находящуюся в вакууме, то набег фазы проходящего излучения задается формулой:

$$\Delta\phi = \arctan\frac{Z_0}{2\omega L_{\mathrm{K}}}, \qquad \omega L_{\mathrm{K}} \gg R, \tag{32}$$

где $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} \approx 377$ Ом — сопротивление вакуума. Исследуется влияние подложки на изменение фазы прошедшего излучения для образцов с различной концентрацией электронов в ДЭС.

Измерения проводились на трёх структурах с высококачественной двумерной электронной системой на основе GaAs/AlGaAs квантовой ямы. Первые две структуры представляли собой одиночные квантовые ямы с шириной 20 нм, расположенные на глубине 200 нм от поверхности кристалла. Первая структура имела концентрацию $n_s = 2.8 \times 10^{11}$ см$^{-2}$ и толщину подложки $d = 468$ мкм. Вторая структура имела концентрацию $n_s = 1.3 \times 10^{12}$ см$^{-2}$ и толщину подложки $d = 615$ мкм. Третья структура содержала пять квантовых ям, каждая с шириной 20 нм. Первая квантовая яма располагалась на расстоянии 60 нм от поверхности кристалла. Общая концентрация электронов — $n_s = 7.9 \times 10^{12}$ см$^{-2}$, толщина подложки $d = 625$ мкм.

Измерения проводились по схеме интерферометра Маха-Цендера. Для измерения сдвига фазы, $\Delta\phi$, который вносит ДЭС, находящаяся на полупроводниковой подложке, двумерная проводимость эффективно подавлялась внешним магнитным полем. При $\omega_c\tau = (eB/m^*)\tau \gg 1$ и $\omega_c \gg \omega$ ДЭС перестаёт влиять как на амплитуду так и на фазу прошедшего излучения. Поэтому можно считать, что для исследуемых структур $\Delta\phi = \phi(7\ \text{Тл}) - \phi(0\ \text{Тл})$. Для примера, на рисунке 12(a) показана экспериментально измеренная зави-

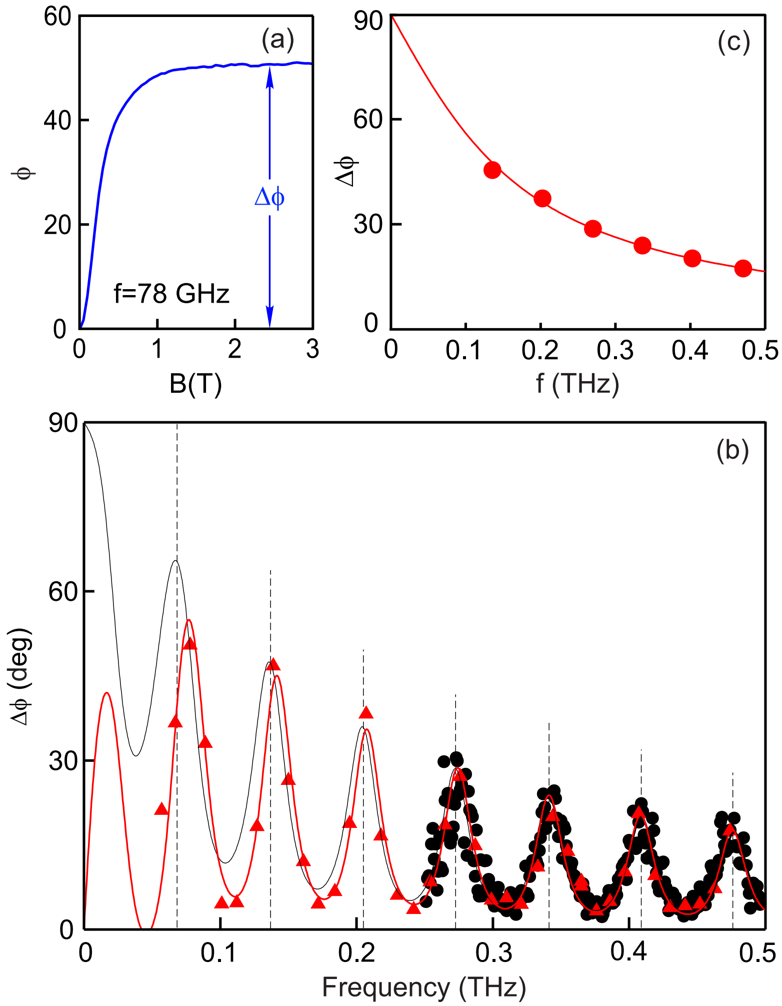

Рис. 12: Рис. 1. (a) Фаза излучения прошедшего через образец с концентрацией $n_s = 1.3 \times 10^{12}$ см$^{-2}$ в зависимости от приложенного к образцу магнитного поля. Частота излучения составляла $f = 78$ ГГц. (b) Сдвиг фазы, $\Delta\phi$, вносимый наличием ДЭС как функция частоты электромагнитного излучения. Измерения проводились двумя методами: при развороте частоты (чёрные точки) и при развороте магнитного поля (красные треугольники). Линиями показаны теоретические расчёты на основе матричного описания (34). Вертикальными штриховыми линиями показаны частоты резонансов Фабри-Перо подложки. (c) Сдвиг фазы, $\Delta\phi$, измеренный на частотах резонансов Фабри-Перо. Красной линией показан расчёт согласно формуле (32).

симость фазы прошедшего через образец излучения от величины магнитного поля. Концентрация ДЭС составляла $n_s = 1.3 \times 10^{12}$ см$^{-2}$, частота излучения $f = 78$ ГГц совпадала с частотой резонанса Фабри-Перо. Видно, что фаза прошедшего излучения ϕ насыщается уже в магнитном поле $B = 1$ Тл.

На рисунке 12(b) представлена зависимость сдвига фазы, $\Delta\phi$, вносимого

ДЭС как функция частоты электромагнитного излучения. Измерения проводились на образце с концентрацией двумерных электронов $n_s = 1.3\times10^{12}$ см$^{-2}$ и толщиной подложки $d = 615$ мкм. Измерения проводились двумя методами: при развороте частоты (чёрные точки) и при развороте магнитного поля (красные треугольники). В отличие от формулы (32) видно, что подложка оказывает сильное периодическое влияние на фазовый сдвиг. При этом максимум сдвига фазы наблюдается вблизи частот резонансов Фабри-Перо подложки, обозначенных на рис. 12(b) штриховыми линиями. Важно заметить, что сдвиг фаз, $\Delta\phi$, на частотах резонансов Фабри-Перо хорошо описывается формулой (32) (рис. 12(c)).

Для полного теоретического описания полученных результатов с учётом влияния подложки удобно применить метод матриц передачи, который широко используется в радиофизике и оптике. Если электромагнитная волна с электрическим полем E_{in} и магнитной индукцией H_{in} падает на диэлектрическую подложку с толщиной d и диэлектрической проницаемостью ε, то поле на выходе можно найти с помощью матрицы передачи:

$$\begin{pmatrix} E_{\text{in}} \\ H_{\text{in}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(qd) & i\dfrac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon}}\sin(qd) \\ i\dfrac{\sqrt{\varepsilon}}{Z_0}\sin(qd) & \cos(qd) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\text{out}} \\ H_{\text{out}} \end{pmatrix} \tag{33}$$

Здесь $q = \omega\sqrt{\varepsilon}/c$ — волновой вектор электромагнитной волны в подложке. Если на поверхности подложки находится ДЭС с импедансом $Z_{\text{2D}} = i\omega L_{\text{K}}$, то матрицы передачи принимают следующий вид

$$\begin{pmatrix} E_{\text{in}} \\ H_{\text{in}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(qd) & i\dfrac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon}}\sin(qd) \\ i\dfrac{\sqrt{\varepsilon}}{Z_0}\sin(qd) & \cos(qd) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \dfrac{1}{Z_{\text{2D}}} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\text{out}} \\ H_{\text{out}} \end{pmatrix} \tag{34}$$

Далее сдвиг фазы прошедшего через систему электромагнитного излучения можно найти как $\Delta\phi = \arg(E_{\text{out}}/E_{\text{in}})$. При этом нужно учесть отражение от передней стороны структуры и то, что $E_{\text{out}}/H_{\text{out}} = Z_0$. Полученный таким образом сдвиг фазы $\Delta\phi$ как функция частоты электромагнитного излучения показан на рисунке 12(b) чёрной линией. Если также учесть диссипацию в ДЭС, то $Z_{2D} = R + i\omega L_K$ и формализм матриц передачи (34) даёт красную кривую на рис. 12(b). Наблюдается хорошее согласие между теорией и экспериментальными данными.

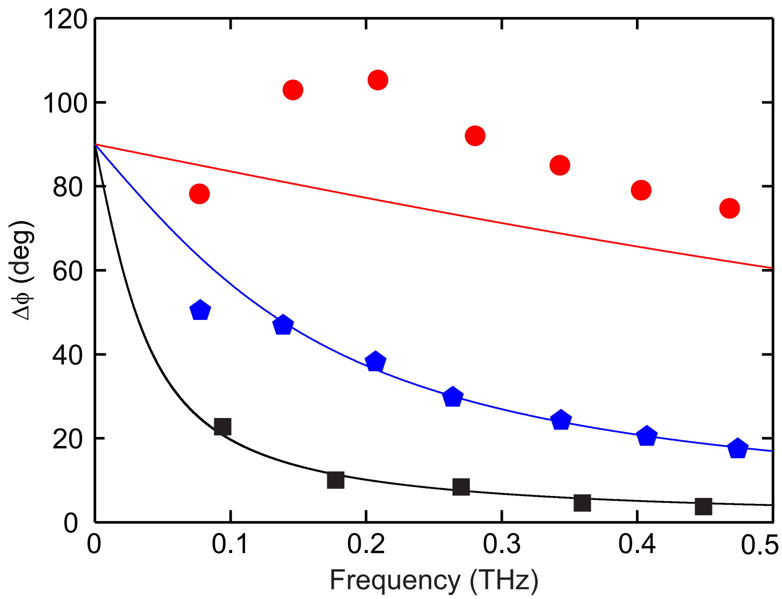

Рис. 13: Максимальный фазовый сдвиг $\Delta\phi$ как функция частоты, измеренный для образцов ДЭС с электронной плотностью $n_s = 2.8 \times 10^{11}$ см$^{-2}$ (чёрные квадраты), 1.3×10^{12} см$^{-2}$ (синие пентагоны) и 7.9×10^{12} см$^{-2}$ (красные кружки). Сплошные кривые иллюстрируют выражение (32) при соответствующих электронных концентрациях. Обращает на себя внимание сильное отличие экспериментальных точек при $n_s = 7.9 \times 10^{12}$ см$^{-2}$ от теоретического предсказания.

На рисунке 13 показана зависимость максимального фазового сдвига $\Delta\phi$ от частоты падающего на структуру ТГц излучения. Результаты приведены для трёх образцов с двумерной электронной концентрацией $n_s = 2.8 \times 10^{11}$ см$^{-2}$ (чёрные квадраты), 1.3×10^{12} см$^{-2}$ (синие пентагоны) и 7.9×10^{12} см$^{-2}$ (красные кружки). Максимум фазового сдвига определялся экспериментальным путём вблизи каждого из резонансов Фабри-Перо в подложке. Сплошными кривыми на рис. (13) показано значение $\Delta\phi$ согласно (32) для ДЭС в вакууме. Согласно данным на рис. 12 максимум фазового сдвига для образцов с электронной концентрацией $n_s = 2.8 \times 10^{11}$ см$^{-2}$ и 1.3×10^{12} см$^{-2}$ достигается вблизи резонансов Фабри-Перо, обозначенных на рисунке штриховыми линиями. Матрица передачи (33) становится единичной на частотах резонансов Фабри-Перо $\omega_N = N\omega_d = Nc\pi/\sqrt{\varepsilon}d$ ($N = 1, 2 \ldots$). Это означает то, что подложка не оказывает влияния на электродинамику системы и вблизи резонансов Фабри-Перо верна формула (32), полученная в предположении полного отсутствия подложки. Действительно, экспериментальные данные для $\Delta\phi$, полученные для образцов с электронной концентрацией $n_s = 2.8 \times 10^{11}$ см$^{-2}$ и 1.3×10^{12} см$^{-2}$ хорошо согласуются с (32).

Однако, для образца с электронной концентрацией 7.9×10^{12} см$^{-2}$ наблюдается значительное отклонение от формулы (32). Для того, чтобы разобраться с этим неожиданным наблюдением, была детально измерена зависимость сдвига фазы от частоты вблизи резонанса Фабри-Перо с частотой 134 ГГц (рис. 14(a)). Видно, что на самой частоте резонанса Фабри-Перо сдвиг фаз составляет 80° в полном соответствии с формулой (32). Однако, максимум изменения фазы, $\Delta\phi = 105^\circ$, сдвинут в сторону частоты 150 ГГц, когда $qd = 2.25\,\pi$. Действительно, анализ матрицы передачи (34) показывает, что если импеданс ДЭС, $Z_{\rm 2D}$, является чисто реактивным и может изменяться от нуля до бесконечности, то максимум $\Delta\phi$ достигается на частотах $\omega = (N + 1/4)\,\omega_d = (N + 1/4)\,c\pi/\sqrt{\varepsilon}d$ ($N = 1, 2 \ldots$) и составляет

$$\Delta\phi = \operatorname{arctg}\left(\frac{\dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon}} + \sqrt{\varepsilon} - \dfrac{Z_0}{\omega L_{\rm K}}}{2 + \dfrac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon}\omega L_{\rm K}}}\right). \tag{35}$$

Если $L_{\rm K}$ изменяется от нуля до бесконечности, то сдвиг фазы перестраивается от $\operatorname{arctg}(-\sqrt{\varepsilon})$ до $\operatorname{arctg}(1/2\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon}/2)$. Таким образом, максимальный сдвиг фаз, который можно достичь в системе ДЭС на подложке составляет:

$$\Delta\phi_m = \operatorname{arctg}\sqrt{\varepsilon} + \operatorname{arctg}\left(\frac{\dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon}} + \sqrt{\varepsilon}}{2}\right). \tag{36}$$

Зависимость максимального сдвига фаз $\Delta\phi_m$ от диэлектрической проницаемости подложки ε представлена на рис. 14(c) красной кривой. Заметим, что

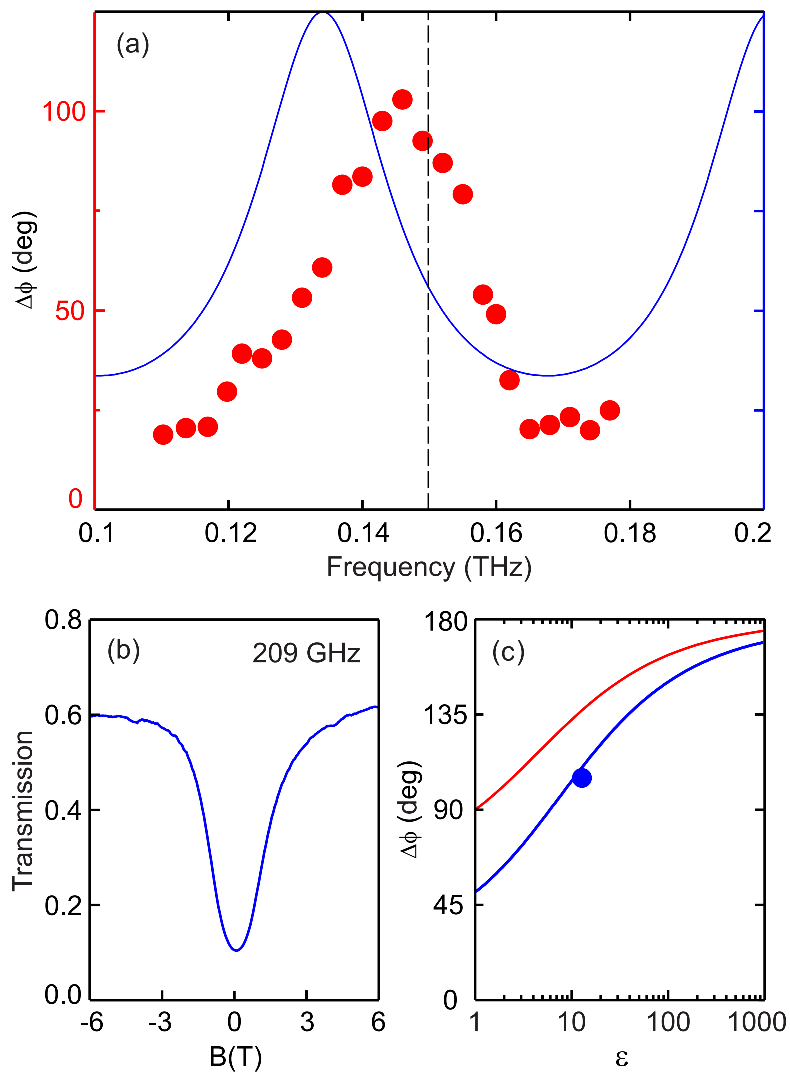

Рис. 14: (a) Сдвиг фазы, $\Delta\phi$, вносимый наличием ДЭС как функция частоты электромагнитного излучения. Измерения проводились на образце с $n_s = 7.9 \times 10^{12}$ см$^{-2}$ (красные кружки). Пунктирной линией показана частота, для которой $\omega = (2 + 1/4)\,\omega_d$. Синей линией показано пропускание подложки без ДЭС. Правая ось, к которой относится синяя линия безразмерна и имеет масштаб от 0 до 1. (b) Экспериментально измеренное пропускание через образец с концентрацией $n_s = 7.9 \times 10^{12}$ cm^{-2} в зависимости от магнитного поля на частоте 468 ГГц. (c) Красной линией показан максимальный сдвиг фазы, $\Delta\phi_m$, в зависимости от диэлектрической проницаемости подложки. Синей точкой показан максимальный сдвиг фазы, достигнутый в настоящих экспериментах на подложке GaAs с $\varepsilon = 12.8$.

если $\varepsilon \to \infty$, то сдвиг фазы, вносимого двумерной электронной системой на подложке составляет $\Delta\phi_m \to 180^\circ$.

В реальных экспериментальных условиях невозможно развернуть $L_{\rm K} =$

$m^*/n_s e^2$ от нуля до бесконечности. Синей точкой на рис. 14(c) показан максимальный сдвиг фаз, $105°$, который удалось достичь на структуре с концентрацией в ДЭС $n_s = 7.9 \times 10^{12}$ см$^{-2}$, находящейся на GaAs ($\varepsilon = 12.8$) подложке с толщиной $d = 625$ мкм. Данный фазовый сдвиг удалось достичь на частоте 209 ГГц. Синей кривой на рис. 14(c) показана теоретическая кривая согласно (35) без учёта диссипации в ДЭС для исследуемой структуры. Видно хорошее согласие теории с экспериментом. Для практического использования полученных результатов важны также вносимые структурой потери. На рисунке 14(c) для примера показано пропускание через структуру с $n_s = 7.9 \times 10^{12}$ см$^{-2}$ на частоте 468 ГГц. При развороте магнитного поля от 0 до 4 Тл фаза изменяется на $\Delta\phi = 80°$. При этом максимальные потери на пропускание составляют -3 дБ.

В работе интерферометрическим методом исследуется плазменный фазовый сдвиг электромагнитного излучения проходящего через ДЭС, расположенную на диэлектрической подложке. Продемонстрирована перестройка фазы прошедшего излучения путём приложения внешнего магнитного поля. Исследовано влияние плотности электронов в ДЭС, частоты излучения и свойств полупроводниковой подложки на величину фазового сдвига. Установлено, что максимальный фазовый сдвиг, который можно достичь в предложенной схеме составляет $180°$. Экспериментально продемонстрирован перестраиваемый магнитным полем фазовый сдвиг в $105°$. Полученные результаты могут представлять практический интерес для создания фазовращателей, работающих в терагерцовом частотном диапазоне.

0.3.2 Измерение эффективной массы

Одним из важнейших вопросов для практического применения фазовращателя является возможность использования его при комнатной температуре, для этого необходимо выполнение условия: $\omega\tau > 1$. При условии, что $\omega L_{\text{К}} \gg R$, что эквивалентно $\omega\tau \gg 1$, двумерный электронный слой действует как двумерная плазма. В этом плазмонном режиме фазовый сдвиг прошедшего излучения может быть выражен как:

$$\Delta\phi = \arctan \frac{Z_0/2\omega L_{\text{К}}}{1 + \left(1 + \dfrac{Z_0}{2R}\right) \dfrac{1}{\omega^2\tau^2}}, \tag{37}$$

Исследуется температурная зависимость фазового сдвига, вносимого двумерной электронной системой на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Проведены эксперименты на гетероструктуре GaAs/AlGaAs, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Пластина имеет квантовую яму шириной 20 нм, расположенную на расстоянии 210 нм от поверхности кристалла. Плотность электронов в квантовой яме составляла $n_s = 1,3 \times 10^{12}$ см^2 с подвижностью около 10^5 см^2/В с ($T = 5$ К) и подвижностью при комнатной температуре 9000 см^2/В с ($T = 300$ К). Образец размером 1×1 см^2 устанавливается на латунную диафрагму диаметром 8 мм. Диафрагма находится в оптическом криостате в геометрии Фарадея. Фаза электромагнитной волны, прошедшей через ДЭС, измеряется интерферометрическим методом Маха-Цандера.

На рисунке 15(а) показана зависимость $\Delta\phi$ от температуры T, измеренная на частотах 139 и 410 ГГц. На этих частотах измерен фазовый сдвиг $\Delta\phi = 46,8^\circ$ и $15,6^\circ$ соответственно. Данные на графике представлены нормированными на фазовый сдвиг при $T = 5$ К. Из графиков видно, что с увеличением частоты падение характеристик фазовращателя становится меньше. Самое главное, данные показывают, что на частоте 410 ГГц устройство может работать при температурах до 300 К.

Чтобы сравнить экспериментальные данные с количественным описанием температурного эффекта, на рисунке 15(а) сплошными линиями представ-

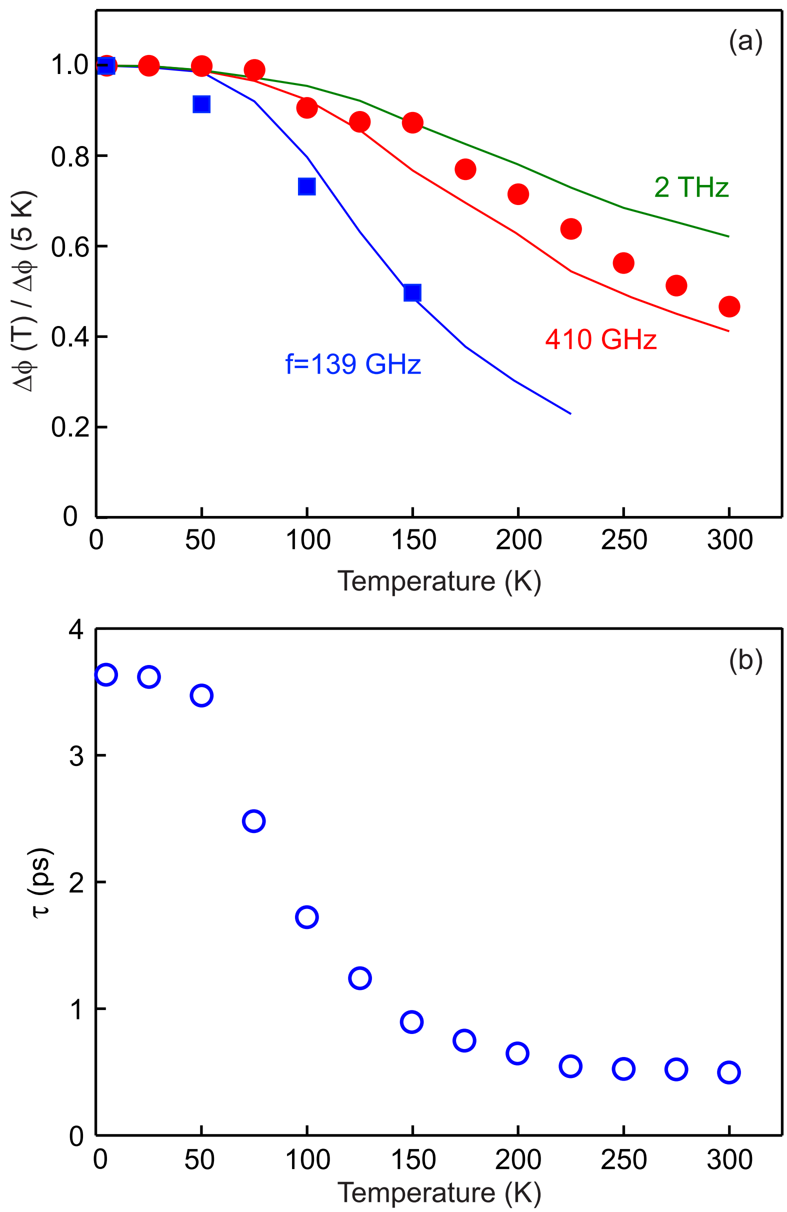

Рис. 15: (a) Зависимость фазового сдвига $\Delta\phi$ от температуры T, измеренная на частотах $f = 139$ ГГц (синие квадраты) и $f = 410$ ГГц (красные точки). Сплошные линии показывают теоретические предсказания согласно уравнению (37). Экспериментальные данные для 410 ГГц свидетельствуют об успешной работе устройства вплоть до комнатной температуры. (б) График зависимости времени релаксации τ от температуры. При комнатной температуре условие плазмы $\omega\tau > 1$ выполняется, когда $\omega\tau > 1$ что приблизительно составляет 300 ГГц.

лены рассчитанные по формуле (37) фазовые сдвиги. Эффективная масса m^* и время релаксации τ определяются из положения и формы циклотронного резонанса, наблюдаемого в спектре пропускания в зависимости от магнитно-

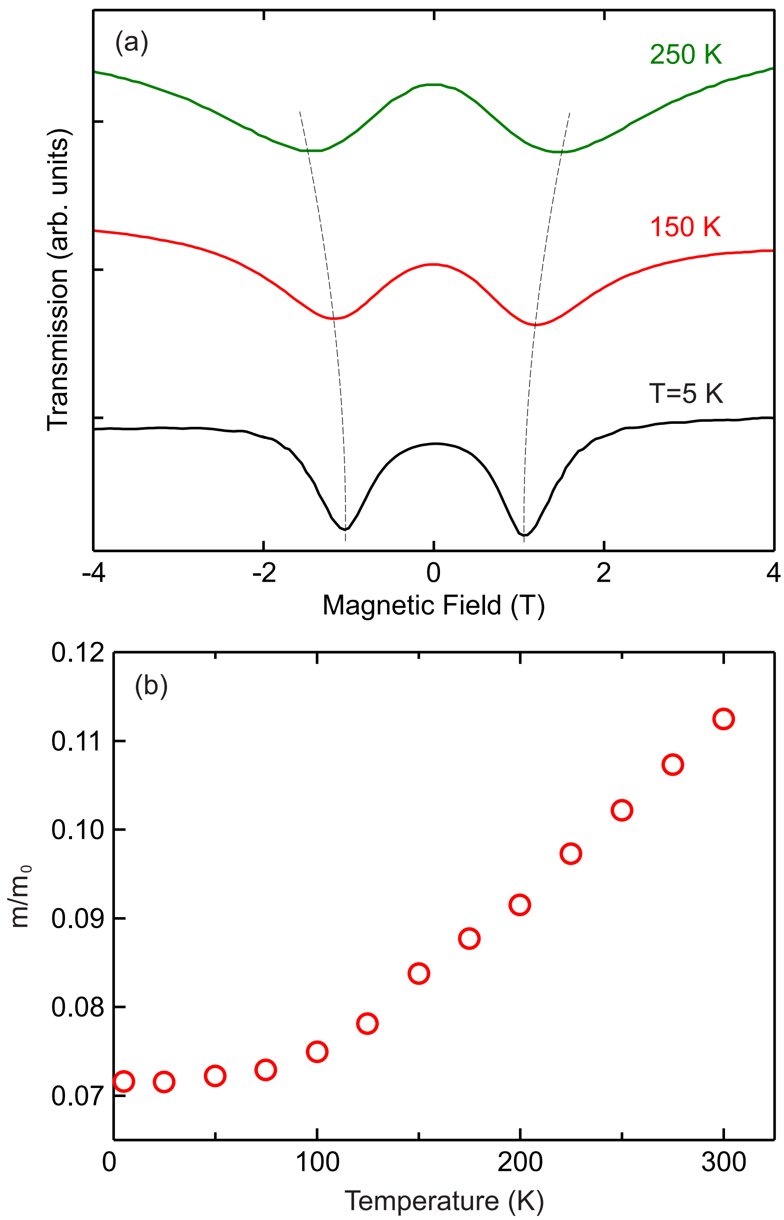

Рис. 16: (a) Спектры циклотронных резонансов, измеренные для частоты $f = 410$ ГГц при трех различных температурах T. Данные показывают, что резонанс КЛ смещается в сторону больших магнитных полей при повышении температуры. (б) Зависимость эффективной массы m^* от температуры, измеренная GaAs/AlGaAs с $n_s = 1,3 \times 10^{12}$ cm^{-2}.

го поля. Имеется хорошее согласие между экспериментальными данными и теорией. На том же рисунке показано поведение $\Delta\phi$ в зависимости от температуры, рассчитанное для частоты $f = 2$ ТГц (зеленая линия), чтобы проиллюстрировать общую тенденцию для более высоких частот. Измеренная температурная зависимость времени релаксации представлена на рис. 15(b), что указывает на то, что $\tau = 0,5$ пс при комнатной температуре.

Следовательно, для выполнения условия $\omega\tau > 1$ требуется частота приблизительно равная 300 ГГц. Это критическая частота, выше которой отклик ДЭС на электромагнитное излучение становится плазменным при комнатной температуре. Интересно понять, чем определяется фазовая деградация на частотах выше 300 ГГц. На рис. 16(a) показаны спектры снятые при развороте магнитного поля, измеренные на частоте $f = 410$ ГГц при температурах 5, 150 и 250 K с хорошо разрешенным циклотронным резонансом, положение которого соответствует $\omega_c = eB/cm^*$. Видно что циклотронный резонанс смещается в сторону больших магнитных полей с ростом температуры. Это указывает на существенное увеличение эффективной массы (m^*). Хотя физическая причина такого резкого изменения эффективной массы в настоящее время не ясна, предполагается, что оно может быть связано с взаимодействием между электронами и оптическими фононам.

Обнаруженное явление следует учитывать при практическом конструировании плазмонных устройств. Действительно, согласно (37), сдвиг фазы $\Delta\phi$ может уменьшиться с увеличением эффективной массы m^*. Действительно, на рис. 15(a) видно, что температурные зависимости $\Delta\phi$ для частот 410 ГГц и 2 ТГц слабо отличаются друг от друга. Этот результат указывает на то, что основной фактор уменьшения $\Delta\phi$ выше 300 ГГц связан не с плазменным параметром $\omega\tau$, а с увеличением эффективной массы.

Заключение

В дипломной работе представлены два экспериментально измеренных результата фазовых характеристик двумерных поперечных плазменных волн.

Исследуется плазменный фазовый сдвиг электромагнитного излучения проходящего через ДЭС, расположенную на диэлектрической подложке. Продемонстрирована перестройка фазы прошедшего излучения путём приложения внешнего магнитного поля. Исследовано влияние плотности электронов в ДЭС, частоты излучения и свойств полупроводниковой подложки на величину фазового сдвига. Установлено, что максимальный фазовый сдвиг, который можно достичь в предложенной схеме составляет 180°. Экспериментально продемонстрирован перестраиваемый магнитным полем фазовый сдвиг в 105°.

Во второй работе исследуется плазмонный фазовращатель при различных температурах. Обнаружено, что температурная зависимость времени релаксации и эффективной массы является основным фактором, способствующим ухудшению характеристик фазовращателя. Эксперименты по спектроскопии циклотронного резонанса показали неожиданно большое изменение эффективной массы с повышением температуры. Продемонстрирована работа фазовращателя выше 300 ГГц при комнатной температуре.

По результатам работы готовится статья в журнале Applied Physics Letters (APL23-AR-04318).

Благодарности

Хочеться выразить благодарность научному руководителю Муравьёву Вячеславу Михайловичу за чуткое руководство, поддержку и бесценный опыт работы. Так же хочется поблагодарить Гусихина П.А., Андреева И.В., Щепетильникова А.В. за ценные советы, эти обсуждения и помощь при работе в лабораториях. Так же я хочу выразить благодарность Кукушкину Игорю Владимировичу за созданную дружную и рабочую атмосферу в коллективе ЛНЭП, которому также выражаю свою благодарность.

Отдельно хочется поблагодарить преподавателей кафедры физики твёрдого тела за интересные и полезные курсы.

В заключения хочется сказть огромное спасибо Шуваеву Алексею Михайловичу за все время, которое он помогал и поддерживал автора.

Список публикаций

Effect of a conductive layer on Fabry-Pérot resonances
Physical Review B
2021-09-09 | Journal article
DOI: 10.1103/PhysRevB.104.115408
CONTRIBUTORS: P. A. Gusikhin; V. M. Muravev; K. R. Dzhikirba; A. Shuvaev; A. Pimenov; I. V. Kukushkin

Plasmonic metasurface created by a grating of two-dimensional electron strips on a substrate
Physical Review B
2022-10-27 | Journal article
DOI: 10.1103/PhysRevB.106.L161411
CONTRIBUTORS: A. Shuvaev; K. R. Dzhikirba; A. S. Astrakhantseva; P. A. Gusikhin; I. V. Kukushkin; V. M. Muravev

Interferometric Method for Direct Measurement of the Effective Mass in Two-Dimensional Systems
Physical Review Applied
2023-02-14 | Journal article
DOI: 10.1103/PhysRevApplied.19.024039
CONTRIBUTORS: V. M. Muravev; A. V. Shchepetilnikov; K. R. Dzhikirba; I. V. Kukushkin; R. Schott; E. Cheah; W. Wegscheider; A. Shuvaev

Литература

[1] Введение в физику плазмы, Чен Ф. (1987).

[2] Frank Stern, Phys. Rev. Lett. **28**, 546 (1967).

[3] C. C. Grimes and Gregory Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).

[4] S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).

[5] Yu. A. Kosevich, JETP Lett. **53**, 150 (1991).

[6] V. A. Volkov and V. N. Pavlov, JETP Lett. **99**, 93 (2014)

[7] P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **102**, 121404(R) (2020).

[8] A. Shuvaev, V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, J. Gospodarič, A. Pimenov, I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **126**, 136801 (2021).

[9] P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, K. R. Dzhikirba, A. Shuvaev, A. Pimenov and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **102**, 115408 (2021)