Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра физики твердого тела

**Направление подготовки / специальность:** 03.03.01 Прикладные математика и физика
**Направленность (профиль) подготовки:** Общая и прикладная физика

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

(бакалаврская работа)

**Студент:**
Джикирба Кирилл Романович

______________________________
*(подпись студента)*

**Научный руководитель:**
Муравьев Вячеслав Михайлович,
канд. физ.-мат. наук

______________________________
*(подпись научного руководителя)*

**Консультант** *(при наличии)*:
______________________________
______________________________
*(подпись консультанта)*

Москва 2021

# Содержание

# Вступление

Одним из наиболее интересных разделов физики твердого тела является изучение свойств электронных систем. Разнообразие обеспечивается во первых: большим количеством частиц, что обязывает использовать подходы статистики и кинетики, во вторых: довольно сложным взаимодействием электронов с положительно заряженным остовом, электронов друг с другом, электронов с примесями и т.д. Отдельным пунктом стоит наличие внешнего магнитного поля, которое зачастую кардинально меняет картину поведения. Таким образом отклик системы на внешние воздействия даже в линейном режиме может иметь совершенно разный вид в зависимости от условий, в которых находится система.

Сложность исходной задачи порождает большое количество приближенных теоретических моделей. В случае физики конденсированного состояния часто оказывается проще организовать эксперимент и непосредственно измерить параметры системы, чем проводить расчеты.

Одной из самых интересных и плодотворных идей является концепция квазичастиц - элементарных возбуждений, лишь слабо взаимодействующих между собой. Сами возбуждения принято делить на одночастичные и коллективные. Примером коллективных возбуждений может служить плазмон - колебания зарядовой плотности. Плазменные колебания изучаются уже более ста лет, но тема по прежнему актуальна. Этому есть несколько причин: во первых, в разных размерностях колебания имеют принципиально разный спектр и, соответственно, свойства, во вторых, в одномерных и двумерных электронных системах благодаря свойствам гетероструктур можно легко менять параметры, которые и определяют поведение плазмонов. Именно поэтому физика двумерных электронных систем - одна из наиболее актуальных и быстро развивающихся областей современной науки.

Впервые двумерные плазменные возбуждения удалось наблюдать более 40 лет назад на поверхности жидкого гелия. После этого их наблюдали в кремниевых МОП структурах и в гетероструктурах. Говоря о трехмерных плазмонах,часто забывают упомянуть, что существуют продольные и поперечные колебания. Такие же типы плазмонов существуют и в двумерных системах, однако изучение поперечных плазменных колебаний в двумерных системах началось совсем недавно. В данной работе рассматривается квазидвумерная электронная система в приближении очень малого транспортного времени, и результат гибридизации поперечных плазменных колебания с резонансами пропускания Фабри - Перо.

# 1 Литературный обзор

## 1.1 Введение

Стоит начать с наиболее общего определения плазмы, а далее конкретизировать тот объект, о котором и пойдет речь. *Плазма - это квазинейтральный газ заряженных и нейтральных частиц, который проявляет коллективные свойства* [1]. Чтобы понять, что такое коллективные свойства, рассмотрим так называемую бесстолкновительную плазму. Если дальнодействующие электромагнитные силы во много раз превышают силы, ответственные за столкновения, то движение частиц определяется состоянием всей системы, даже в достаточно далеких областях. Таким образом и проявляются коллективные свойства плазмы.

Мы будем говорить об электронах в металле, поэтому стоит обосновать возможность рассмотрения их как плазмы. Во первых - квазинейтральность; она обеспечиваться за счет положительно заряженного атомного остова, который в среднем и компенсирует поле создаваемое электронами. Далее коллективные свойства: здесь предстоит целый ряд приближений и квантовомеханических операций над системой. Для начала, пользуясь соотношением массы электрона к массе ядра, всю системы разделяют на электронную и не зависящую от нее атомную. Это называется адиабатическим приближением. Затем, учитывая взаимодействие отдельного электрона с потенциалом невозмущенной решётки, вводят одночастичные возбуждения со сложным законом дисперсии, отражающим симметрию кристалла. Эти возбуждения называются "электронами". Далее, говоря электрон, мы будем подразумевать его именно в таком смысле. И наконец, беря в расчет Кулоновское взаимодействие между ними, получают закон дисперсии колебаний электронной плотности. Такие колебания и называются плазмонами.

Отсутствие столкновений обычно понимают как большое время свободного пробега по сравнению с периодом электромагнитного возбуждения. Вообще стоит сказать, что данное выше описание может достаточно сильно меняться в зависимости от параметра электрон-фононного взаимодействия, наличия нескольких долин в спектре электронов, температуры системы, длины волны падающего излучения и т.д. Поэтому в каждом отдельном случае приходится заново решать, какие приближения можно допустить и какой физический смысл получат математические преобразования, сделанные с моделью.

Прежде чем перейти к следующему разделу, приведем важные формулы, описывающие спектр трехмерных плазменных колебаний в самом простом случае.

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

Здесь $k$ - волновой вектор плазмона, а $m$, $n$ и $< v^2 >$ - масса, концентрация и среднеквадратичная скорость электронов, соответсвенно; $\Omega$ - важнейшая характеристика трехмерной плазмы, плазменная частота.

## 1.2 Двумерные плазменные колебания

Продолжим сужать область исследования и конкретизировать наш объект: рассмотрим двумерную электронную систему. Практически это могут быть электроны на поверхности гелия или квазидвумерный электронный газ в МОП стурктурах и гетероструктурах.

Исторически первыми были рассмотрены двумерные продольные плазменные колебания. Их теоретически исследовал Штерн в 1967 году [2], а экспериментально удалось наблюдать лишь в 1976 в Вигнеровском кристалле из электронов на поверхности жидкого гелия [3]. Затем в 1977 уже в твердом теле - МОП структуре на основе кремния [4].

Есть несколько важных отличий двумерных продольных плазмонов от трехмерных. Первое - это спектр, который вообще говоря является чистым следствием размерности системы. В трехмерном случае, как было сказано выше (1), это слабо дисперсионный спектр со щелью, а в думерном - бесщелевой корневой (2), здесь $m^*$ - эффективная масса электрона, $\varepsilon$ - диэлектрическская проницаемость окружающей среды.

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

Второе - это возможность менять концентрацию электронов в широких пределах, используя затвор, что принципиально невозможно в объемных металлах. Также надо отметить, что в двумерном случае, важным фактором является окружающая среда: а именно какой материал окружает ДЭГ и какую он имеет форму. Тогда, как для трехмерных плазмонов внешнее окружение особой роли не играет.

Наличие нескольких типов колебаний остается и в двумерном случае. И более того, из-за сильного влияния окружения в двумерной системе существует гораздо больше типов плазменных колебаний, чем в трехмерных системах. Так что важным моментом является способ возбуждения системы. В целом, от способа и будет зависеть мода колебаний, наблюдаемая в эксперименте.

Говоря об этом, конечно, надо назвать основные методы, используемые на практике. Чтобы возбудить продольные колебнания, которые и изучались вплоть до последнего времени, необходимо создать неоднородное поле. Основная проблема заключается в том, чтобы согласовать волновой вектор и частоту электромагнитных колебаний в соответствии с дисперсией плазмонов. В самых ранних исследований для этого использовался решетчатый затвор. Позднее было доказано, что наличие дополнительных металлических участков вблизи электронной системы может добавлять новые, видимые в эксперименте моды, и возмущать старые. Поэтому сейчас в наиболее качественных и чистых экспериментах используют ближнеполевую методику, при которой электрическое поле падает на образец непосредственно.

Также существует несколько способов детектировать сами колебания. В первых экспериментах использовались транспортные измерения, позднее проводились время разрешенные эксперименты. Большой чувствительностью обладает методика оптического детектирования разогрева электронной системы. В этой работе измерялось резонансное пропускание исследуемой системы.

## 1.3 Поперечные двумерные колебания и их гибридизация с резонансами Фабри - Перо

Рассмотрим очень простую геометрию, показанную на рисунке (1): на поверхности плоскопараллельной пластинки с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \gg 1$ и толщиной $d$ находиться двумерная электронная система. Плоская электромагнитная волна с частотой $\omega$ падает перпендикулярно пластине и, взаимодействуя с электронами и самой пластиной, частично проходит, частично отражается и частично поглощается в двумерном газе.

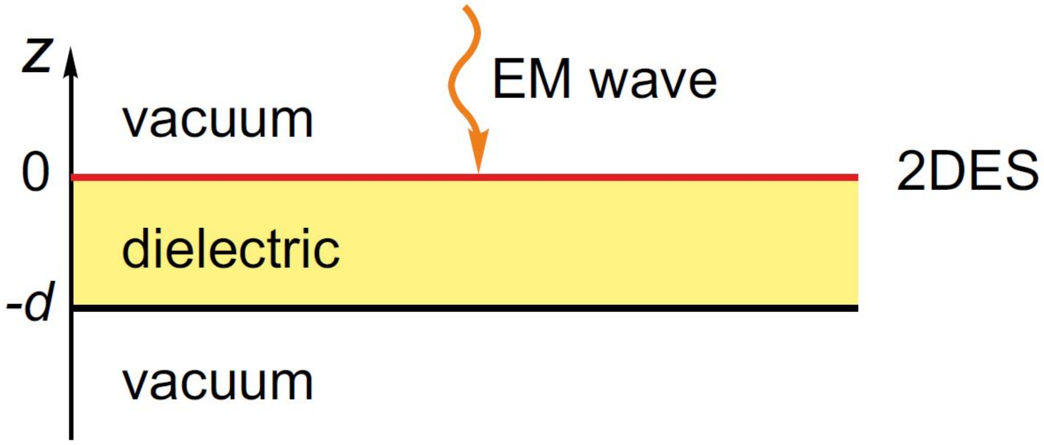


Рис. 1: Схема рассматриваемой задачи. Из статьи [6]

Такая задача впервые была теоретичесски рассмотрена Ю.А. Косевичем в 1990 году [5]. В бесстолкновительном пределе было показано наличие плазменного резонанса при $k = 0$ на частоте $\omega_0$ (3), на которой почти полное отражение падающей волны, в случае отсутствия ДЭГ, сменялось, также почти полным пропусканием без поглощения.

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m^* d(\varepsilon - 1)}} \tag{3}$$

В оригинальной статье автор исследует много других аспектов, указав только что данный эффект, возможно, найдет применение в спектроскопии, при этом совершенно не вдаваясь в физический смысл резонанса и его влияние на свойства пропускания системы в целом. Поэтому мы специально ограничились лишь краткой сводкой интересующих нас результатов, сделав упор на факт наличия резонанса. Дальнейшее развитие идеи, подробное с физической и математической точек зрения, было сделано в 2020 П.А. Гусихиным в работе [6]. Поэтому и мы, начнем рассматривать и описывать задачу в соответствии с этой статьей. Предварительно сделав замечание, что кроме вышеупомянутых на эту тему было написано еще три теоретические статьи, где рассматривались различные спектры плазменных волн в данной геометрии. Мы также не будем останавливаться на их обсуждении, скажем лишь, что дисперсионный закон для поперечных плазменных колебаний в самом простом случае аналогичен дисперсии в трехмерной системе: $\omega_{2D\,tr} = \sqrt{\omega_0^2 + c^2k^2}$. Откуда становится понятна важность предсказания, сделанного Косевичем, о наиличии резонанса при нулевом $k$, который отвечает за ширину щели в спектре возбуждений системы.

Итак, приступим к изучению спектра пропускания в зависимости от частоты падающей волны, а также параметров системы. Электроны двумерного газа рассматриваются в модели Друде, за тем лишь исключением, что под $m^*$ имеется в виду эффективная масса, остальные переменные используются в обычном смысле: $n$ - двумерная концентрация электронов, $\tau$ - время свободного пробега, $\sigma$ и $\mu$ даются классическими формулами:

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}; \qquad \sigma_0 = ne\mu; \qquad \mu = e\frac{\tau}{m^*}; \tag{4}$$

Теперь чтобы узнать как распределяется поле, рассмотрим падающую из вакуума на пластину электромагнитную волну с частотой $\omega$:

$$E = E_x \exp(-i(\omega t - k_z z)); \tag{5}$$

Часть волны отразится, часть пройдет пластину насквозь и еще часть поглотится в ДЭС. Из уравнений Максвелла для однородной среды можем расписать распределение поля в следующем виде (6), где $k_z = \frac{\omega}{c}$ и $k_{1z} = \frac{\sqrt{\varepsilon}\omega}{c}$.

$$E(z) = \begin{cases} \exp(ik_z z) + r\exp(-ik_z z) & z > 0 \\ a_1\exp(ik_{1z}z) + a_2\exp(-ik_{1z}z) & -d < z < 0 \\ t\exp(ik_z z) & z < -d \end{cases} \tag{6}$$

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

$$\begin{cases} E\,(+0) = E\,(-0) \\ E\,(-d+0) = E\,(-d-0) \\ \frac{\partial E}{\partial x}\Big|_{z=-0}^{z=+0} = -i\frac{4\pi\omega}{c^2}\sigma E \\ \frac{\partial E}{\partial x}\Big|_{z=d+0}^{z=d-0} = 0 \end{cases} \tag{7}$$

Из системы найдем коэффициенты $r$ и $t$, и вспомним что $T = t \cdot t^*$, здесь $^*$ означает комплексное сопряжение. Тогда окончательно получим:

$$T = \left| \frac{2}{(2+\frac{4\pi\sigma}{c})\cos(\frac{\sqrt{\varepsilon}\omega d}{c}) - \frac{i}{\sqrt{\varepsilon}}\,(\varepsilon+1+\frac{4\pi\sigma}{c})\sin(\frac{\sqrt{\varepsilon}\omega d}{c})} \right|^2 \tag{8}$$

$$R = \left| \frac{-\frac{4\pi\sigma}{c}\cos(\frac{\sqrt{\varepsilon}\omega d}{c}) + \frac{i}{\sqrt{\varepsilon}}\,(\varepsilon-1+\frac{4\pi\sigma}{c})\sin(\frac{\sqrt{\varepsilon}\omega d}{c})}{(2+\frac{4\pi\sigma}{c})\cos(\frac{\sqrt{\varepsilon}\omega d}{c}) - \frac{i}{\sqrt{\varepsilon}}\,(\varepsilon+1+\frac{4\pi\sigma}{c})\sin(\frac{\sqrt{\varepsilon}\omega d}{c})} \right|^2 \tag{9}$$

Зная ответ, скажем, что в этой задаче существуют разные режимы зависимости пропускания от параметров электронной системы. Наличие нескольких режимов объясняется зависимостью $\sigma$ от $\omega$ (4). Чтобы понять, куда двигаться дальше, вспомним оригинальную сатью: согласно Косевичу, первый максимум трансмиссии будет соответствовать плазменной частоте. Чтобы его найти, нам нужен нуль производной $T$ по $\omega$. В общем виде это выражение слишком громоздко, но если заметить, что при $\omega\tau \gg 1$ и противоположном пределе $\omega\tau \ll 1$ выражения для $\sigma$ принимают вид: $\sigma = i\frac{ne^2}{m^*\omega}$ и $\sigma = \sigma_0$ соответственно, то становится очевидно, что главным параметром, который и будет отличать рассматриваемые случаи, будет $\tau$.

### 1.3.1 Бесстолкновительный предел

Здесь мы ограничимся кратким обсуждением чистой системы, за подробным решение и анализом отправляем читателя к источнику [6]. Заметим лишь, что в данной статье рассматривается другая постановка задачи - считается, что коэффициент отражения $r = 0$. В такой постановке теряется второй случай, и кроме того, как нетрудно видеть из (2) она физически нереализуема. Но несмотря на эти недостатки, результаты получаемые для чистой системы, оказываются ровно такими же как при нашем рассмотрении.

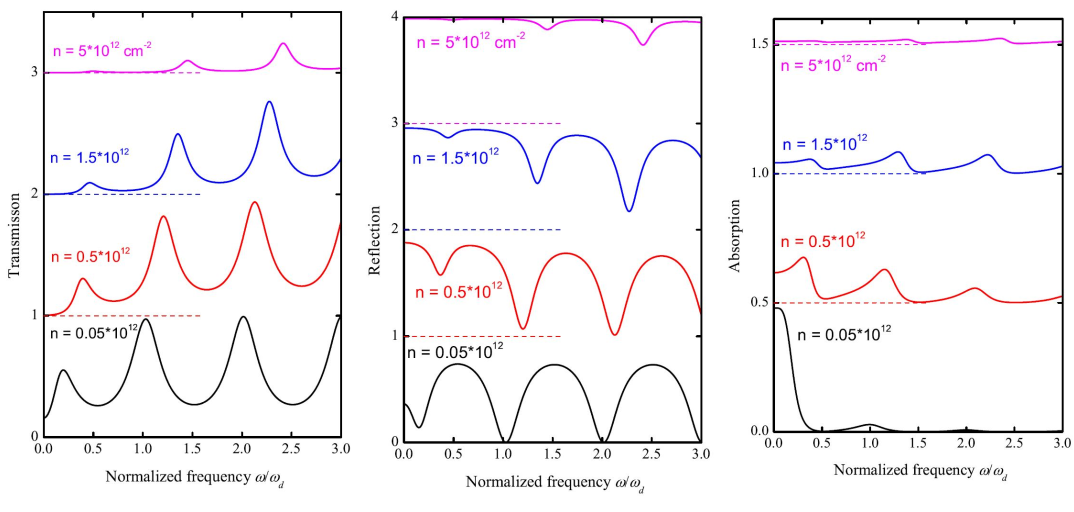


Рис. 2: Зависимость пропускания, отражения и поглощения от частоты. Здесь $\omega_d$ - частота первого резонанса Фабри-Перо. Из статьи [6].

Итак, при $\omega\tau \gg 1$ проводимость чисто мнимая. Следуя алгоритму, описанному в предыдущем разделе, получим трансцендентное уравнение на $\omega_p$, решение которого будет соответствовать максимуму пропускания. При небольших концентрациях положение резонанса совпадает с $\omega_0$ из формулы (3), если увеличивать концентрацию электронов, оказывается что плазменная частота $\omega_0$ гибридизуется с резонансами Фабри-Перо по следующей формуле:

$$\omega_p = \frac{\omega_N}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_N}{2}\right)^2 + \omega_0^2} \tag{10}$$

Здесь $\omega_N = N\pi c/(\sqrt{\varepsilon}d)$ - резонансы Фабри-Перо. Данная формула работает только в случае: $\omega_0 \ll \omega_d = \pi c/(\sqrt{\varepsilon}d)$. Видно, что первый резонанс пропускания по сути своей, это "выехавший" из нуля резонанс Фабри-Перо, так же обстоит дело и с остальными резонансами. Экспериментальное исследование спектров пропускания ДЭС на диэлектрической подложке было проведено в 2021 году в статье [7].

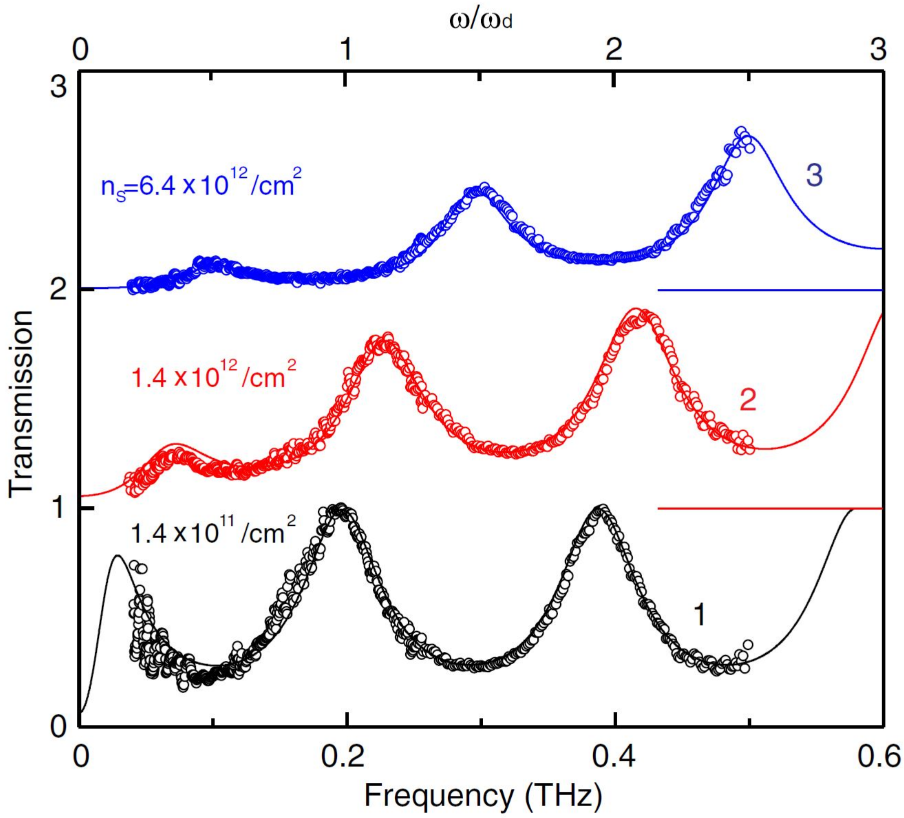


Рис. 3: Зависимость трансмиссии от частоты для различных концентраций ДЭГ, на поверхности GaAs толщиной $d = 0.21$ mm. Из статьи [7].

Если же отказаться от условия малости $\omega_0 \ll \omega_d$, то получим следующую теоретическую аппроксимацию резонансов пропускания:

$$\omega_N = \frac{\omega_d}{2}\left(2N + \sqrt{\left(\frac{N}{1+A^2}\right)^2 + \frac{A^2}{1+A^2}} - \frac{N}{1+A^2}\right). \tag{11}$$

Здесь: $\omega_N$ -положение $N$ -ого резонанса, и $A = \frac{2\omega_0}{\omega_d}$ - параметр запаздывания, количественно характеризующий степень взаимодействия плазменного возбуждения с модами Фабри-Перо. Говоря о параметрах электронной системы, для нас важно следующее: так как $A$ зависит только от $\omega_0$, а $\omega_0$ зависит в свою очередь только от $n$, то $\omega_N$ зависит только от $n$. Оказывается, что при достаточно больших $\tau$, пропадает явная зависимость положения пиков от $\sigma$, а значит и поведение системы целиком перестает напрямую зависеть от важнейшего параметра, который и измеряют в большинстве транспортных экспериментов. Также полезно рассмотреть следующий предел:

$$\omega_N = \omega_d \left( N + \frac{1}{2} - \frac{N}{2A^2} \right); \qquad A \to \infty. \tag{12}$$

Видно, что резонанс стремится сдвинуться от начального положения (положения, соответствующего обычному резонансу Фабри-Перо) на частоту $\omega_d/2$. Экспериментальные результаты отлично подтверждают теорию (4).

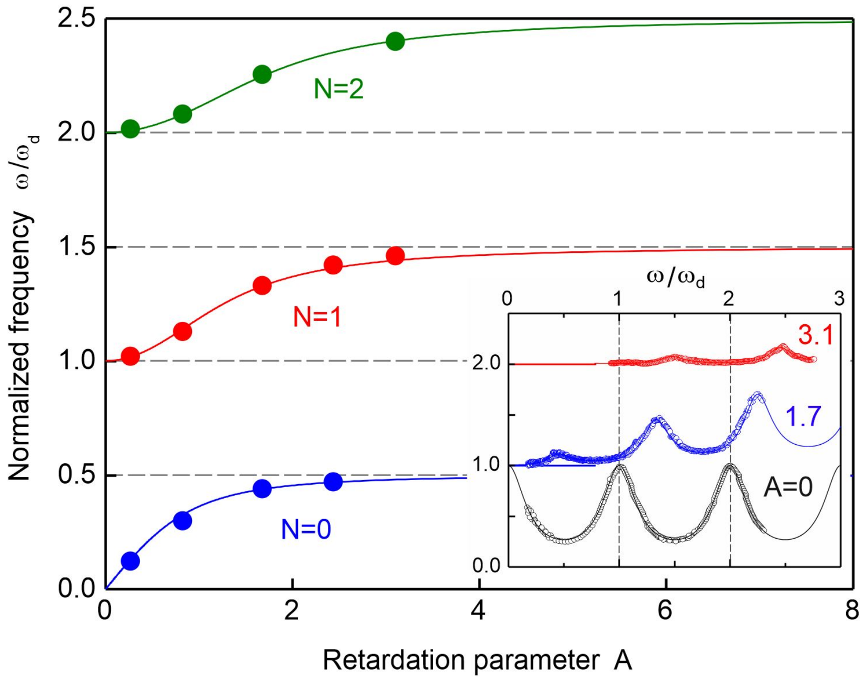


Рис. 4: Зависимость резонансной частоты Фабри-Перо $\omega/\omega_d$ от $A$. На вставке показаны данные по пропусканию для трех образцов GaAs: $d = 0,2$ мм - без ДЭГ (черные кружки с $A = 0$); $d = 0,19$ мм, $n_s = 6.4 \times 10^{12}$ см$^{-2}$ (синие кружки с $A = 1.7$) и $d = 0.65$ мм - $n_s = 6.4 \times 10^{12}$ см$^{-2}$ (красные кружки с $A = 3.1$). Для наглядности кривые смещены по вертикали на 1.

Как было сказано в начале, мы ограничимся лишь кратким обзором чистых систем. Предмет данного диплома напрямую относится именно к следующему разделу. Кратко напомним, о чем идет речь. Отклик системы на электромагнитное излучение имеет сложный вид, но принципиально можно выделить два разных характера поведения системы: первый - в случае когда у ДЭС достаточно большая подвижность, и второй - противоположный, когда $\omega\tau \ll 1$. Первый случай был рассмотрен только что выше.

### 1.3.2 Предел малого времени релаксации

В этом случае задача становится проще: так как $\sigma = \sigma_0$, то уравнение на экстремумы функции пропускания принимает следующий вид:

$$(\mathrm{A}^2 - \mathrm{B}^2)\sin(2\frac{\sqrt{\varepsilon}\omega d}{c}) = 0 \tag{13}$$

$$\mathrm{A} = 2 + \frac{4\pi\sigma}{c}; \qquad \mathrm{B} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\,(\varepsilon + 1 + \frac{4\pi\sigma}{c}); \tag{14}$$

Видно, что от того какой из коэффициентов больше: A или B, зависит максимуму или минимуму будет соответствовать ноль уравнения. Но самое интересное - это выделенный случай: A=B.

$$2 + \frac{4\pi\sigma}{c} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\,(\varepsilon + 1 + \frac{4\pi\sigma}{c}); \tag{15}$$

Откуда окончательно получаем выражение :

$$\frac{4\pi\sigma}{c} = \sqrt{\varepsilon} - 1; \tag{16}$$

При данном значении $\sigma$ нуль производной достигается при любом значении $\omega$, а значит, функция пропускания просто константа. В этом нетрудно убедиться, если подставить значение $\sigma$ из (16) в (8).

$$T = \frac{4}{(1+\sqrt{\varepsilon})^2}; \tag{17}$$

Представим, что мы начинаем постепенно увеличивать проводимость системы, оставаясь при этом в случае бесконечно малого транспортного времени релаксации. Положение максимумов не меняется, меняется лишь их амплитуда, и уменьшается разность между максимумом и минимумом. Затем в какой-то момент максимум совпадает по значению с минимумом. А уже после этого они поменяются местами. Вся трансмиссия продолжит уменьшаться, тогда как разность между экстремумами будет увеличиваться. Таким образом существует значение $\sigma_{cr}$ при котором пропускание системы становится равномерным. Практическое применение и интересную физическую интерпретацию, предложенную В.М. Муравьевым, можно найти в конце раздела 3.

В заключение приведем два рисунка с результатами численного моделирования, показывающих положение (5) и амплитуду (6) первого максимума пропускания в зависимости от $\sigma$ и $\tau$, не ограничивая рассмотрение двумя предельными случаями. Видно, что в переходной области $\omega\tau \approx 1$ поведение системы в целом похоже на первый случай. Выделенная линия ограничивает область в которой максимум пропускания остается в нуле. Она задается уравнением (18).

$$\Theta = \frac{\pi(\varepsilon-1)}{\sqrt{\varepsilon}(4+\Sigma)}\left(\sqrt{\frac{2+\Sigma}{\Sigma}}\sqrt{2-\frac{\Sigma(4+\Sigma)}{\varepsilon-1}}-1\right) \tag{18}$$

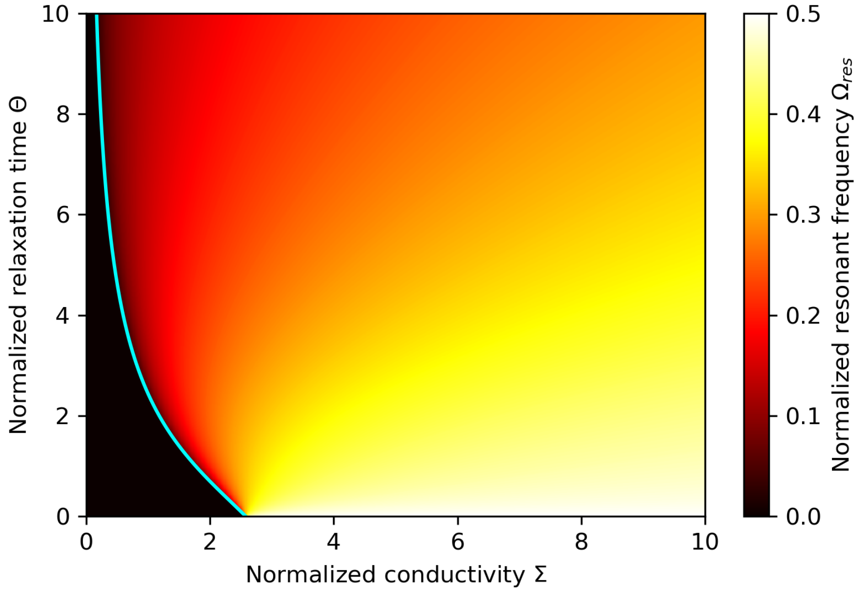


Рис. 5: Зависимость положения пропускания первого резонанса $N = 0$ от нормальной проводимости $\Sigma = 4\pi\sigma/c$ и нормального времени релаксации $\Theta = \omega_d\tau$. Для ДЭС на поверхности GaAs: $\varepsilon = \varepsilon_{\mathrm{GaAs}} = 12.8$.

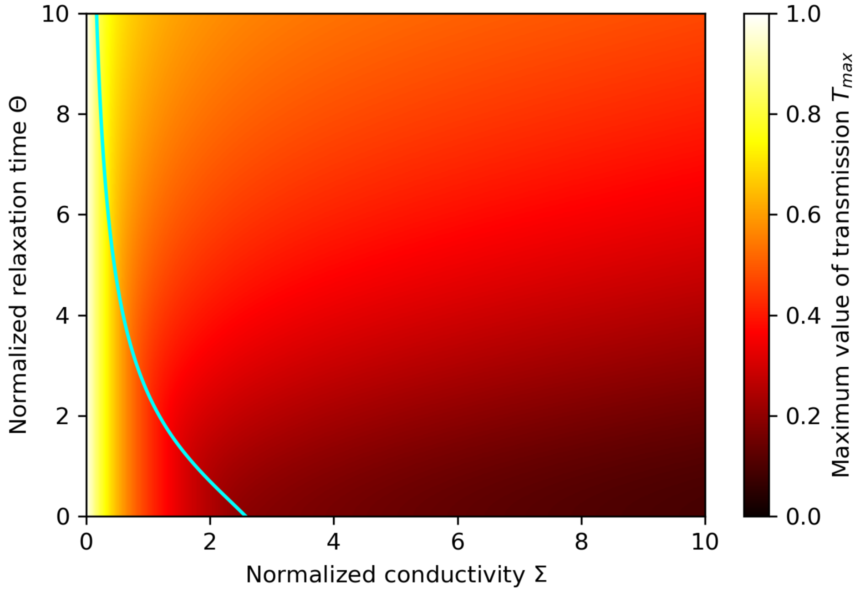


Рис. 6: Зависимость амплитуды пропускания первого резонанса от нормальной проводимости $\Sigma = 4\pi\sigma/c$ и нормального времени релаксации $\Theta = \omega_d\tau$.

# 2 Постановка эксперимента и образцы

Прежде чем двигаться дальше, скажем пару слов об экспериментальной методике в целом. Из графика (3) видно, что интересующий нас диапазон - это десятки и сотни ГГц. Длина волны и отсутствие в воздухе поглотителей позволяют использовать открытые оптические схемы. Но при этом возникает много эффектов, отсутствующих в обычной оптике: стоячие волны, которые модифицируют картину пропускания, дифракция даже на отверстиях размером в сантиметр и т.д. Кроме того, излучение в этом диапазоне невидимо глазу, а источники не идеальны даже по форме и направлению выходного пучка, а значит, качественная с точки зрения классической оптики настройка принципиально невозможна. Чтобы увидеть распределение поля, а не усредненное значение амплитуды в небольшой области, приходится использовать подвижку, что в сотни раз увеличивает время одного измерения. Когда речь идет о большом количестве образцов и широком диапазоне частот, такое увеличения времени эксперимента недопустимо. Таким образом даже простая задача - снять зависимость пропускания от частоты может обернуться большими трудностями.

## 2.1 Образцы

Итак, резюмируя теоретический раздел: нам нужно измерить зависимость пропускания от частоты для образцов с различной концентрацией электронов на поверхности пластины. Начальные резонансы Фабри-Перо должны находиться в диапазоне от 70 до 360 ГГц. Эти границы обусловлены частотным диапазоном ипользуемых источников. Желательно, чтобы на графике было видно много пиков, хотя бы 3. Кроме того, каждый образец придется измерять на нескольких лампах и, соответсвенно, несколько раз монтировать на держатель, поэтому он должен быть достаточно крепким.

Ну и наконец он не должен поглощать в интересующем нас диапазоне, а также позволять менять концентрацию ДЭС на его поверхности. Учитывая эти требования, а также желание иметь $\varepsilon$ побольше (чтобы четко выделялись резонансы пропускания) в качестве подложки были выбраны пластины из чистого кремния, а в качестве ДЭС использовались пленки Cr.

Проблема заключается в том, что непонятно, как менять и контролировать проводимость ДЭС в образце большого размера. А образец обязательно должен быть большим, иначе появятся паразитные эффекты, вызванные дифракцией падающей волны. В качестве решения этой проблемы было сделано следующее: на подложку напылялся тонкий слой металла, а в зависимости от его толщины менялась двумерная проводимость. Конечно при таком способе получить наперед заданное значение $\sigma$ очень сложно. Поэтому приходилось делать много образцов: сначала изготавливалось несколько образцов в широком диапазоне толщин, затем по измеренным данным пропускания были приблизительно определены значения которые необходимо дополнительно изготовить.

Как было объяснено выше, в качестве материала подложки используется чистый кремний. Толщина исходных шайб составляет 410 мкм. Из них вырезались образцы размером $20 \times 20$ мм, на которые напылялся Cr (рис.7).

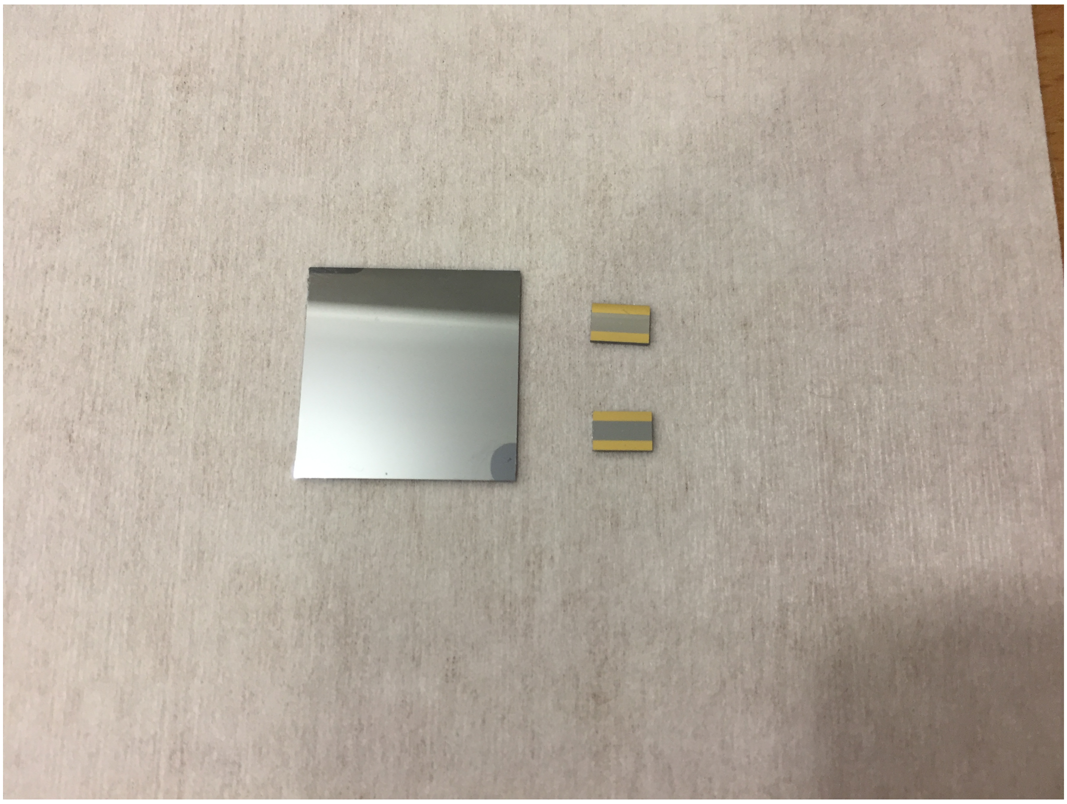

Рис. 7: Слева - образец с пленкой Cr 14 нм, справа - вырезанные кусочки с полосками золота для измерения удельной проводимости пленки Cr.

Таблица 1: Характеристики напыленной пленки

| Толщина пленки хрома $W$ (нм) | Измеренное сопротивление $R$ (Ом) | Удельная проводимость $\frac{4\pi\sigma}{c}$ |
|---|---|---|
| 8 | 283.5 | 1.33 |
| 9 | 237.6 | 1.58 |
| 10 | 226.2 | 1.66 |
| 11 | 180.3 | 2.10 |
| 12 | 166.8 | 2.26 |
| 13 | 152.4 | 2.47 |
| 14 | 147.3 | 2.56 |
| 15 | 129.0 | 2.92 |
| 16 | 128.1 | 2.94 |
| 18 | 114.0 | 3.30 |
| 19 | 102.6 | 3.67 |
| 20 | 100.8 | 3.74 |
| 40 | 51.9 | 7.26 |

Для того, чтобы измерить проводимость, поверх пленки хрома напылялись две толстые полоски золота, выделяя прямоугольную область с соотношением сторон 3 : 1. Результаты измерения проводимости можно видеть в таблице 1. Всего было измерено 13 образцов.

## 2.2 Оборудование и измерения

Принципиальная схема установки изображена на рисунке (8). Здесь BWO - источник электромагнитной волны, болометр - выступает в роли детектора, остальное - классические элементы оптической схемы.

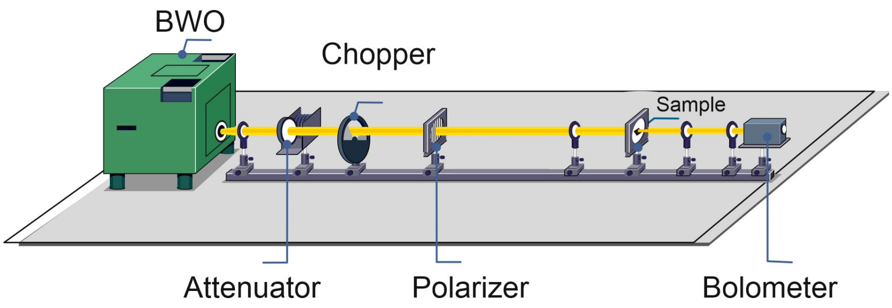


Рис. 8: Схема измерений

Детектор представляет собой наклоненной под 45° к вертикали кристал $3 \times 1$ мм, который поглощает в субтерагерцовом диапазоне. Так как размер чувствительного элемента порядка длины волны, то чтобы использовать его непосредственно для измерений пропускания необходим очень качественный источник. Но за счет малого размера кристалла можно, используя подвижку, исследовать распределения интенсивности поля.

В качестве источника использовалась лампа обратной волны. Частотный диапазон лампы определяется её геометрией, интенсивность - током накала, а излучаемая частота - ускоряющим напряжением. Чтобы покрыть диапазон от 70 до 380 ГГц измерения проводились на четырех разных источниках. Юстировка системы состоит из нескольких этапов.

Сначала снимался профиль выходного пучка; если для конкретного источника оказывалось, что в зависимости от частоты меняется форма и положение максимума в интересующей нас области пространства, то при помощи диафрагмы получался эквивалентный источник, с профилем слабо зависящим от частоты. Дальнейшая юстировка и сами измерения проводились с использованием детектора большой площади, который измерял интегральную мощность в пучке. Сигнал с детектора подавался на синхронный усилитель. В качестве модулятора выступал чоппер.

Затем, ориентируясь по показаниям, последовательно юстировались оптические элементы. При этом принципиально важен порядок, в котором происходит сборка схемы. Если возникала необходимость, то после нахождения наилучшего положения очередного элемента, проводилась повторная юстировка всех остальных подвижных частей установки. Это приходилось делать, так как размер линз, устройство поляризатора и другие элементы имеют нелинейное влияние на ход электромагнитной волны.

Измерения проводились по следующей схеме. Сначала снимался референсный спектр, затем ставился образец и снимался рабочий спектр. Пропускание получалось как поточечное деление рабочего спектра на референсный (рис.9).

Основной проблемой были побочные резонансы стоячих волн между образцом и детектором. Поэтому приходилось проводить измерения при нескольких различных положениях образца, с дальнейшим усреднением полученных зависимостей пропускания.

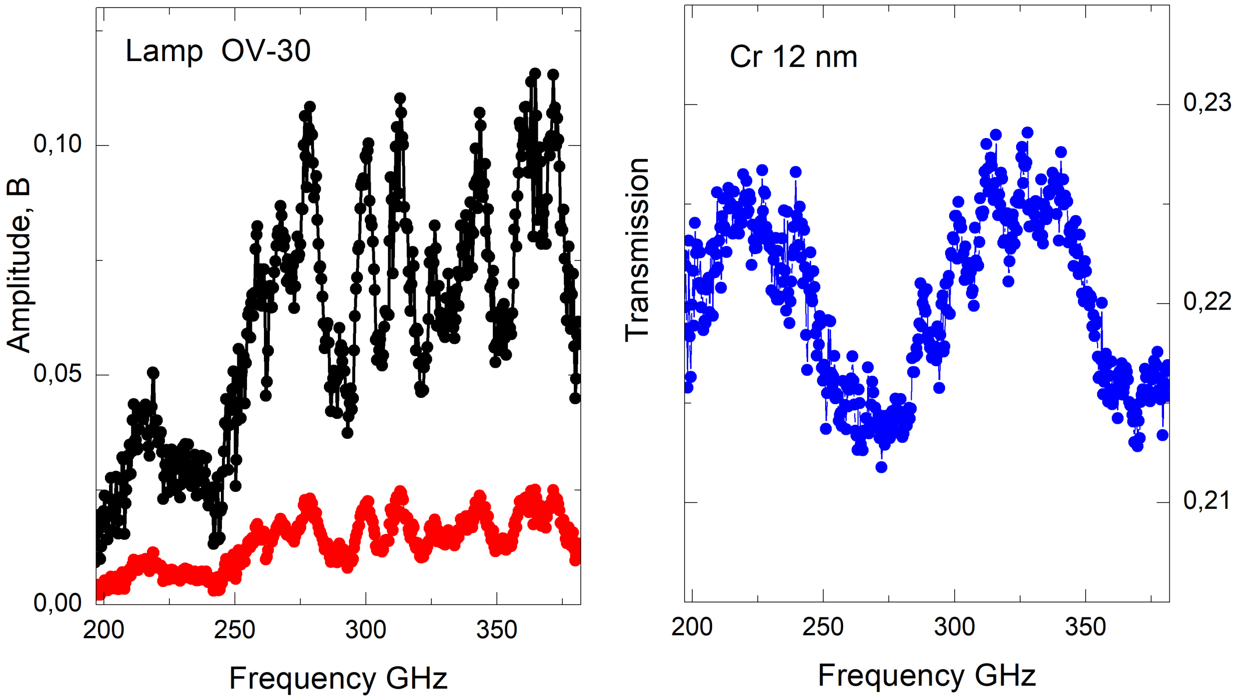


Рис. 9: На графике слева представлены измерения референсного (черный цвет) и рабочего (красный цвет) спектров. Справа показана полученная по ним зависимость пропускания от частоты. Источник излучения OV-30 с диапазоном от 197 до 382 ГГц, толщина хрома - 12 нм.

# 3 Результаты и выводы

Перед тем как перейти к обсуждению результатов, полученных в эксперименте, напомним основные свойства исследуемого объекта. Начальная задача (1) о прохождении электромагнитной волны через полупроводниковую подложку с ДЭС на границе, распалась на два случая. В первом случае, система была подробно описана в разделе 1.3.1, там же есть два основных экспериментальных графика (3,4), которые и показывают отличительные черты поведения резонансов пропускания в зависимости от параметров системы. Во втором же случае было дано лишь теоретическое предсказание (1.3.2), проверка которого и составляет техническую часть диплома.

Согласно теории, вместо плавных сдвигов резонансов Фабри-Перо, мы должны увидеть лишь изменение их амплитуды, а затем полное замывание, после которого максимумы сдвинутся на $\omega_d/2$ по частоте, то есть поменяются местами с минимумами пропускания. На графике 10 кружками показаны результаты измерения нескольких образцов, выбранных чтобы наглядно продемонстрировать смену положения резонанса. Сплошными линиями показаны теоретические расчеты.

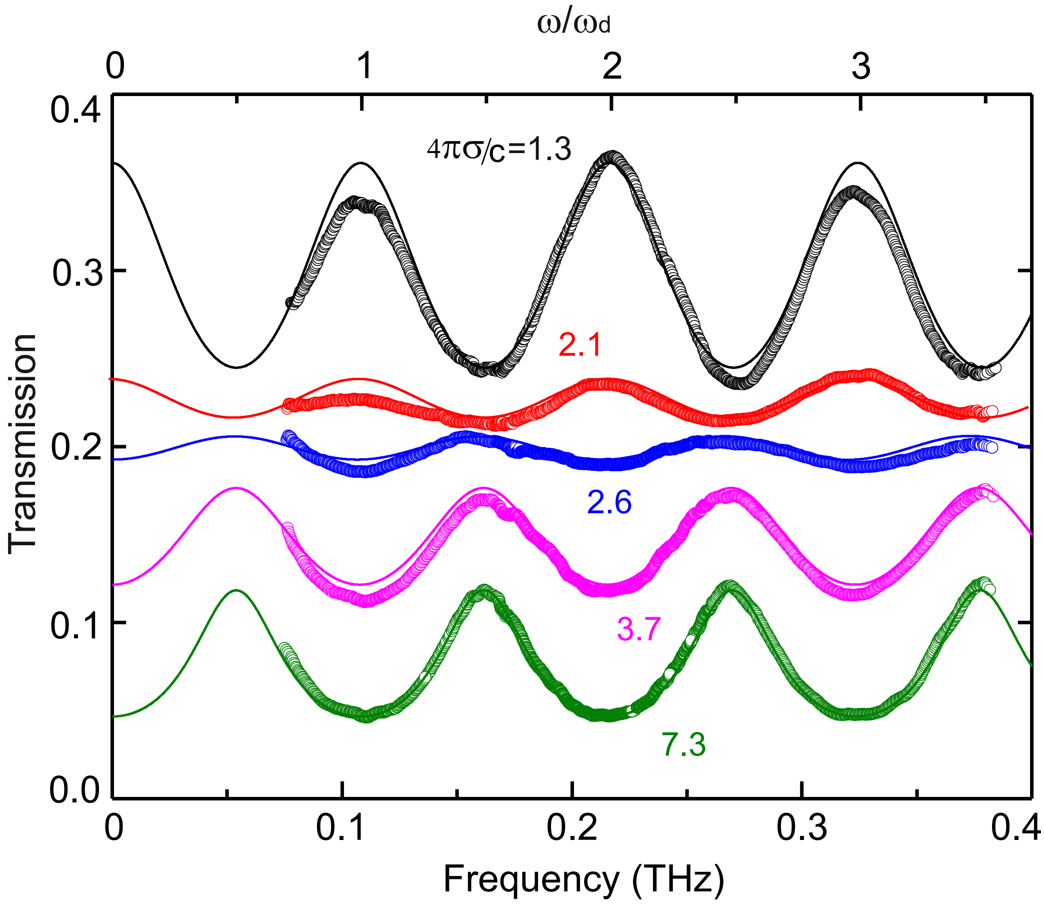


Рис. 10: Частотная зависимость пропускания через образцы кремния с пленками хрома разной проводимости. Подложка из чистого кремния толщиной $d = 0.4$ мм с $\varepsilon_{\mathrm{Si}} = 11.7$, толщина пленки Cr в от 8 до 40 нм. Видно, что при критическом значении $4\pi\sigma_{cr}/c \approx 2.35$ происходит смещение резонансов Фабри-Перо на $\pi$. Графики построены без смещения по вертикали.

Также по аналогии с бесстолкновительным пределом, стоит построить зависимость положения резонансов от параметров ДЭС - конкретно в нашем случае от проводимости (11), которая для удобства выражена в безразмерных единицах $4\pi\sigma/c$. На графике не отображен образец с толщиной пленки - 40 нм, так как он сильно выбивается из диапазона в котором находятся все остальные образцы. Нам не удалось точно попасть в критическое значение проводимости, но из графика(11) видно, что мы хорошо ограничили диапазон в котором она находится. Как один из итогов - полученные результаты согласуются с теорией.

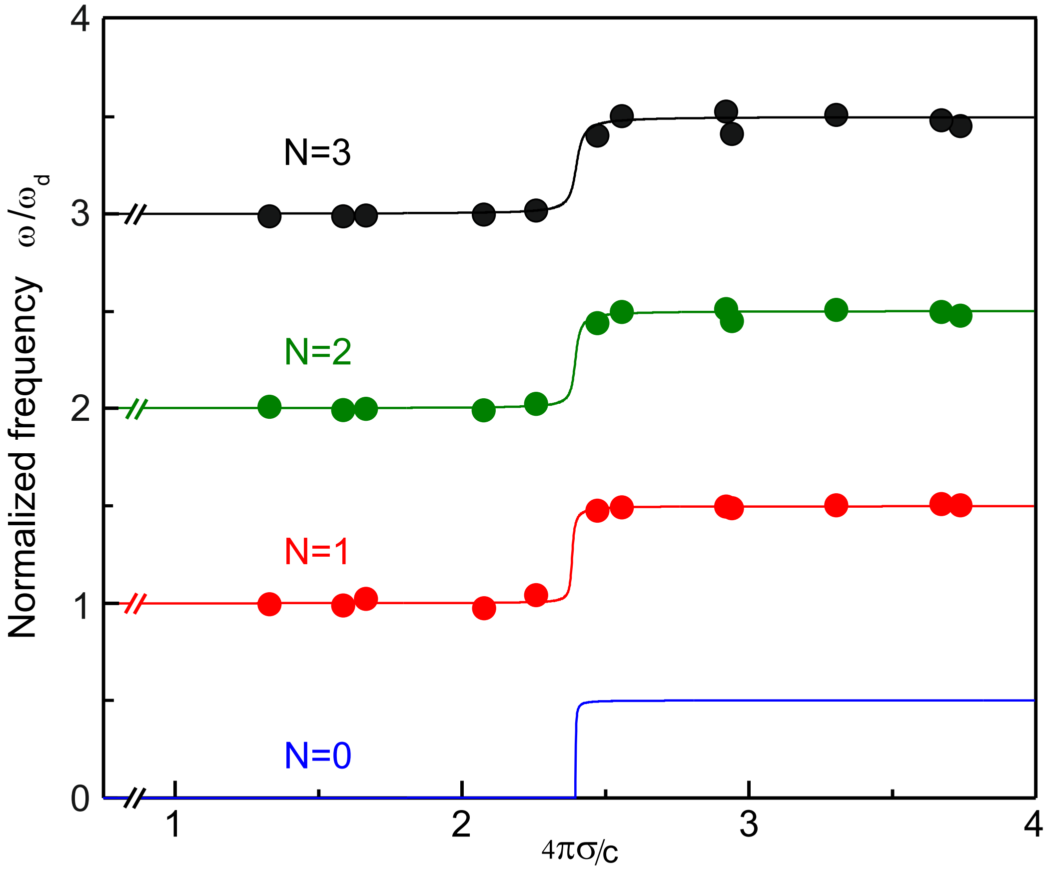


Рис. 11: Зависимость частоты резонанса Фабри-Перо $\omega/\omega_d$ от проводимости $4\pi\sigma/c$ пленки хрома. Сплошными линиями показан теоретический расчет.

Наблюдаемый эффект замывания резонансов аналогичен эффекту просветления в оптике. Однако просветляющие покрытия как правило имеют узкополосную частотную характеристику. Тогда как тонкая металическая пленка работает в достаточно широком субтерагерцовом диапазоне. Интересен взгляд на физику обнаруженного явления с точки зрения волнового сопротивления. Волновой импеданс диэлектрической подложки равен $Z_0/\sqrt{\varepsilon}$. Этот импеданс нагружен параллельно соединенными импедансами пленки $R$ и вакуума $Z_0$. Тогда условие согласования импедансов выглядит следующим образом(19), что полностью совпадает с (16).

$$\frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon}} = \frac{RZ_0}{R+Z_0}; \qquad \frac{4\pi\sigma_{cr}}{c} = \frac{Z_0}{R} = \sqrt{\varepsilon} - 1. \tag{19}$$

Теперь мы готовы перейти к выводам. В работе были экспериментально изучены частотные зависимости пропускания образцов, проведена обработка полученных данных, представленная в виде графиков и таблиц. Также дано теоретическое описание исследуемого эффекта. Показана резкая смена положения резонса пропускания, при изменении проводимости электронной системы и полное замывание резонансов пропускания при критическом значении проводимости.

## Заключение

Кратко резюмируем диплом. Начнем с литературного обзора. В нем показано место настоящего исследования в общей картине физики и физики твердого тела в частности, подробно описан эффект, и четко поставлена экспериментальная задача. Логическим продолжением является второй раздел, посвященный экспериментальной методике и образцам. В нем даны общие идеи и основные принципы субтерагерцовой квазиоптики, приведена принципиальная схема измерений, указаны технические проблемы, приведены показательные графики и описана обработка измерений. В последней части диплома обсуждаются полученные результаты. Показано что они подтверждают теоретические предсказания, и дают возможность практического применения.

Таким образом вся работа разбивается на несколько независимых частей. Теоретическая - описание эффекта, его физический смысл и связи с остальными разделами физики. Экспериментальная - идея и постановка эксперимента, построение, настройка схемы и сами измерения. И отчетная - написание диплома.

По результатам работы готовится публикация в журнал Physical Review B.

# Список литературы


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

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