

Министерство Образования Российской Федерации  
Московский Физико-Технический Институт (Государственный Университет)  
Кафедра Физики Твёрдого Тела

---

На правах рукописи

Муравьев Вячеслав Михайлович

Магнетоплазменные резонансы в двумерных  
электронных системах

511600 – прикладные физика и математика

Выпускная квалификационная работа  
бакалавра естественных наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
И.В. Кукушкин

Черноголовка - 2005

# Содержание

1	Введение	2
2	Схема установки.	5
2.1	Образцы . . . . .	5
2.2	Установка . . . . .	5
2.3	Схема измерений . . . . .	6
3	Результаты	7
4	Эффект замедления	11
4.1	Появление кратных магнетоплазменных мод . . . . .	11
4.2	Эффект пересечения циклотронной линии . . . . .	13
	Список литературы	14

# 1 Введение

Циклотронный резонанс является очень мощным методом, который позволяет измерять массу носителей заряда и Ферми поверхность как в металлах, так и в полупроводниках. Однако взаимодействие коллективных и одночастичных мод в спектрах магнето-плазмонных возбуждений вызывает значительные затруднения в интерпретации экспериментальных результатов и требует дальнейшего исследования. Действительно, хорошо известно, что в реальных электронных системах происходит гибридизация плазменного и циклотронного возбуждений. Надо сказать, что двумерные плазмоны были впервые теоретически изучены еще сорок лет тому назад Штерном и Чапликом [11, 12]. Первое экспериментальное наблюдение двумерных плазмонов было произведено в инфракрасном излучении посредством решетки [13], связывающей инфракрасное излучение с плазмонами волнового вектора  $k = n2\pi/a$ , где  $a$  – период решетки,  $n$  – целые числа. В магнитном поле перпендикулярном образцу плазмоны преобразуются в магнетоплазмоны [12], которые были экспериментально обнаружены Тейсом [15]. Таким образом, из-за гибридизации возбуждений максимум в спектре резонансного микроволнового поглощения не соответствует одночастичной циклотронной частоте, а сдвинут за счет плазменной моды. Это противоречит теореме Кона, которая запрещает электрон-электронному взаимодействию влиять на положение циклотронного резонанса. Следует заметить, что в случае нелигированного полупроводника указанная выше проблема исчезает из-за того, что циклотронный резонанс в системе измеряется на фотовозбужденных носителях, концентрация которых пренебрежимо мала, то есть плазменный вклад пренебрежимо мал. Напротив, в случае электронов в металле вместо циклотронного резонанса наблюдается резонанс другого типа под названием резонанс Азбеля-Канера [20]. В металлах электро-магнитное излучение сильно отражается поверхностью для всех частот до  $\omega_p$ , таким образом поле существует только в скин-слое возле поверхности и крайне неоднородно в направлении перпендикулярно ей. В таких условиях резонанс Азбеля-Канера наблюдается только для магнитных полей параллельных поверхности. Электроны вращаясь по циклотронным орбитам могут попадать в скин-слой в фазе с

падающей волной тем самым отбирая у нее энергию. Условием такого резонансного попадания является  $\omega = N\omega_c$ , что соответствует кратным модам резонанса Азбеля-Канера. Таким образом, в металлах плазменные эффекты сильно модифицируют циклотронный резонанс, делая возможным наблюдать только резонанс Азбеля-Канера, в то же время "нормальный" циклотронный резонанс в перпендикулярном магнитном поле никогда не наблюдался.

В двумерных электронных системах предоставляется превосходная возможность изучения выше указанного взаимодействия коллективного и одночастичного возбуждений и проверки теоремы Кона, поскольку электронная плотность может быть легко изменена в широких пределах, а время релаксации сделано очень малым. Впервые резонансный отклик двумерной электронной системы был получен в инфракрасном диапазоне ( $96 - 186 \mu m$ ) в экспериментах Маана [14]. Обычно наблюдаемый резонанс приписывался циклотронному электронному резонансу. Первое экспериментальное упоминание резонансной гибридной моды произошло много позже в работе Василиадоу [8]. Резонансный фотоотклик был объяснен электронными переходами между подзонами Ландау на основании болометрической модели [4]. Следует заметить, что дисперсионный закон плазменных колебаний в двумерной электронной системе описывается формулой:

$$\omega_p = \left( \frac{2\pi n_s e^2}{\epsilon m^*} q \right)^{1/2},$$

где  $q$  – волновой вектор,  $n_s$  и  $m^*$  есть концентрация и эффективная масса электронов,  $\epsilon$  – эффективная диэлектрическая постоянная (среднее между постоянной вакуума и GaAs). В случае структуры конечного размера  $L$ , минимальный волновой вектор плазмона равен  $q = \pi/L$ . Поэтому для всех настоящих двумерных структур резонансное микроволновое поглощение возникает не на циклотронной частоте, а на частоте коллективной моды, что противоречит теореме Кона.

В последнее время изучение транспорта двумерных электронных систем, облучаемых СВЧ стало крайне популярным направлением исследований. Это отчасти вызвано работами, связанными с Шубняков-де Гааз подобными зудовскими осцилляциями фотопроводимости [1, 2], и особенно обнаружением состояний нулевого сопротивления (zero-resistance states) в высокоподвижных структурах [7].

Формально зудовские осцилляции очень похожи на кратные резонансы Азбеля-Канера. Действительно, в дополнение к фундаментальному резонансу на частоте  $\omega = \omega_c$  несколько дополнительных резонансов, соответствующих частотам  $\omega = N\omega_c$  наблюдаются в магнетосопротивлении при микроволновом облучении. Недавняя работа Смета [21], в которой устанавливается нечувствительность зудовских осцилляций к направлению круговой поляризации падающей волны. А также отсутствие экспериментальных свидетельств о наблюдении зудовских осцилляций в оптических экспериментах, дают основание утверждать, что эффекты, измеренные в работах [1, 2, 7] носят существенно краевой характер.

В настоящей работе исследовалось резонансное поглощение двумерными стрипами микроволнового излучения транспортными методами. В результате экспериментов можно заключить, что микроволновое резонансное поглощение соответствует коллективному магнетоплазмонному возбуждению. Никаких признаков резонансов Азбеля-Канера и Зудова найдено не было. Что говорит о невыполнении неких существенных краевых условий. Также в работе проводится исследование влияния эффекта замедления на спектр коллективных возбуждений.

Существование нескольких резонансов в структурах типа стрип было теоретически предсказано Михайловым и Савостьяновой [16] на основании эффекта замедления (retardation effect) – эффекта спаривания фотона падающего излучения с двумерным плазмоном. Первое экспериментальное свидетельство эффекта замедления было получено Кукушкиным [17]. В нашем эксперименте, наблюдая серию резонансов мы, сталкиваемся с прямым проявлением этого эффекта.

## 2 Схема установки.

### 2.1 Образцы

Как и в любом современном транспортном эксперименте качество образцов в нашем случае является определяющим. В эксперименте исследовались свойства двумерной электронной системы, имеющей конфигурацию Холл-бара (см. рис. 1), с размерами  $W = 0.4$  мкм и  $L = 0.5$  мкм. Двумерная электронная система

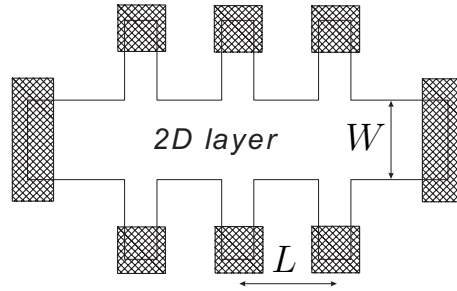


Рис. 1. Конфигурация образца

выполнена на основе гетероперехода GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, где  $x \approx 0.3$ . Сама гетероструктура была изготовлена методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Для большинства экспериментов характерные параметры структуры имели следующие значения: электронная плотность  $n_s = 2.13 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, электронная подвижность  $\mu = 1.1 \times 10^6$  см<sup>2</sup>/В с. Сразу же полезно сделать оценку для характерного времени релаксации  $\tau$  исследуемых образцов:

$$\tau \sim \frac{\mu m^*}{e} \sim 10^{-11} \text{ с},$$

где  $m^*$  – эффективная масса электрона в GaAs, здесь и далее мы будем считать  $m^* = 0.067m_e$ .

### 2.2 Установка

Сам образец закрепляется неподвижно в 16 мм волноводе. По волноводу к образцу перпендикулярно его поверхности подводится СВЧ излучение с частотой от 20 до 80 ГГц и входной мощностью до 10 мВт. Для измерения мощности СВЧ

используются стандартные диоды Шоттки. При измерении волновод с образцом погружается в криостат с гелием ( $T = 4.2 \text{ K}$ ). Для обеспечения более низкой температуры ( $T = 1.5 \text{ K}$ ) производится откачка криостата насосом.

### 2.3 Схема измерений

Через образец пропускается переменный ток частотой 12 Гц и амплитудой 1 мкА с выхода локина SR830, локином же производится детектирование сигнала с выводов образца. Магнитное поле измеряется по напряжению с калиброванного шунта магнита. Для считывания данных используется шина GPIB через программу LABVIEW 7.0. Общий план экспериментальной установки показан на рис. 2.

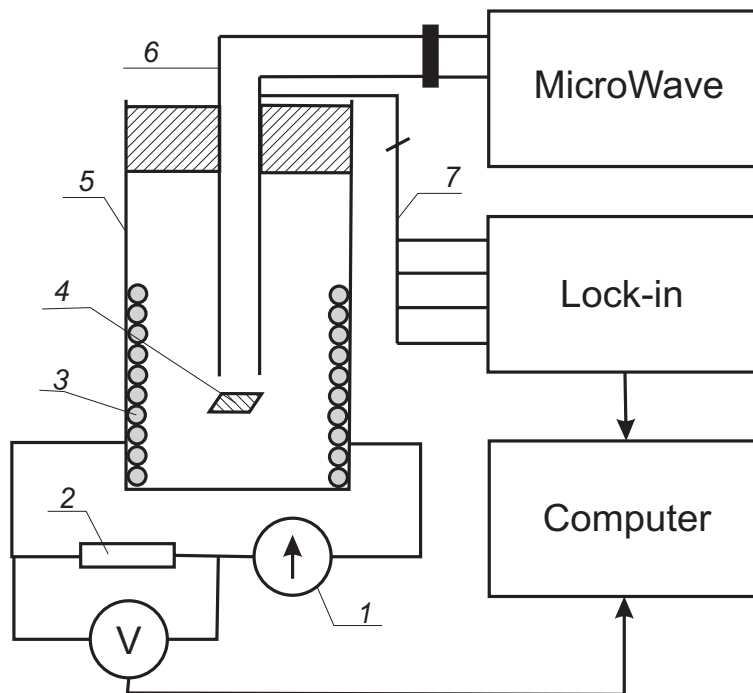


Рис. 2. Общий план экспериментальной установки, где 1 – источник тока, 2 – шунт источника, 3 – сверхпроводящий магнит, 4 – образец, 5 – криостат, 6 – СВЧ тракт, 7 – шина проводов от образца

### 3 Результаты

На Рис. 3 изображено магнетосопротивление  $R_{xx}$ , измеренное между двумя ближайшими контактами без микроволнового облучения для двух температур  $T = 4.2$  К и  $T = 1.5$  К. Видно, что в малых магнитных полях сопротивление  $R_{xx}$  увеличивается с повышением электронной температуры системы [?]. Экспериментальные зависимости фотоотклика системы в зависимости от приложенного магнитного поля для нескольких частот показаны на Рис. 4. Здесь можно легко заметить появление двух явных резонансов. В экспериментах удалось исследовать три магнетоплазмонных пика. Увеличенная версия Рис. 4 изображена на Рис. 5, где можно проследить появление и эволюцию пиков, соответствующих различным магнетоплазмонным модам. С повышением частоты падающего излучения пики сдвигаются в большие магнитные поля. Мы также изучили зависимость амплитуды резонансов от мощности падающего излучения (Рис. 6). Если изобразить зависимость частоты  $f$  резонансов от магнитного поля  $B_{\text{res}}$  в котором этот резо-

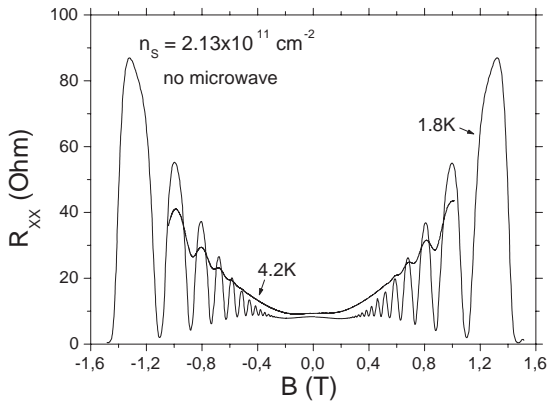


Рис. 3. Осцилляции Шубнякова-де Гааза магнетосопротивления при разных температурах

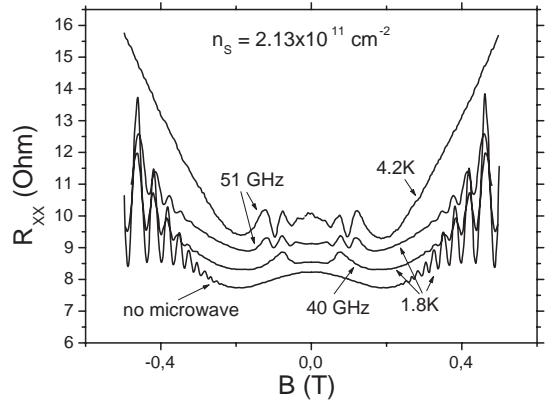


Рис. 4. Осцилляции Шубнякова-де Гааза с исследуемыми магнетоплазмонными пиками при фиксированных частотах облучения СВЧ. Можно заметить ярко выраженный максимум для  $f = 40$  ГГц и два четких пика для  $f = 51$  ГГц

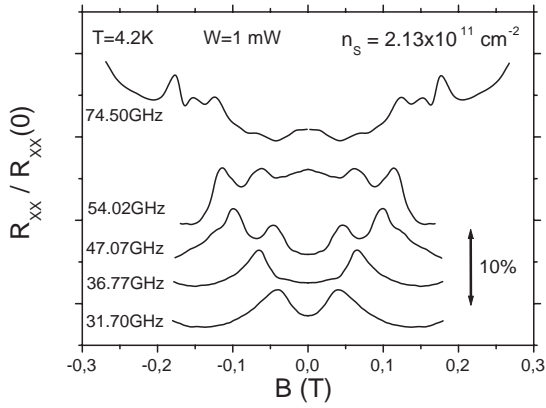


Рис. 5. Эволюция резонансов при изменении частоты падающего излучения

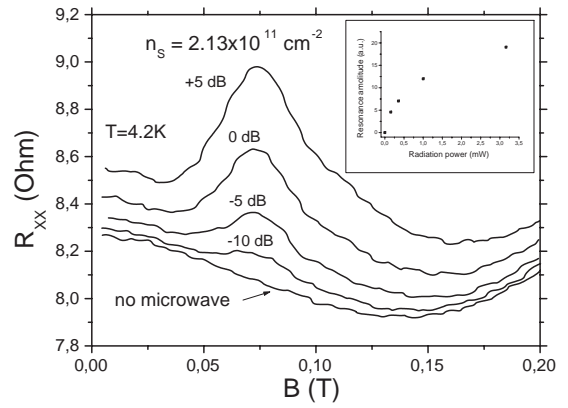


Рис. 6. Зависимость амплитуды магнетоплазмонных максимумов от мощности падающего СВЧ

нанс наблюдался (Рис. 7) мы получим дисперсионные законы для разных мод. Анализируя дисперсионные кривые можно столкнуться с несколькими особенностями. Во-первых, положение резонансов не совпадает с циклотронным резонансом (ЦР) электрона в бесконечно большой двумерной системе, т.е  $f_c = eB/2\pi m^*c$ , где  $m^*$  есть эффективная электронная масса в GaAs. Резонансная частота значительно превышает ЦР. Из экспериментальных кривых находим, что положения резонансов удовлетворяют следующему уравнению  $f_{\text{res}}^2 = f^2(k) + f_c^2$ , где  $f(k)$  своя для каждой из мод  $k$ , в нашем случае  $k = 1, 2, 3$ . Экстраполяция дисперсионных кривых до  $B = 0$  Т дает значения  $f(k)$ . Проводя экстраполяцию находим  $f(1) = 26.1$  GHz,  $f(2) = 44.9$  GHz, и  $f(3) = 58.2$  GHz. Причем найденные частоты соотносятся между собой следующим образом  $f(2)/f(1) = \sqrt{3}$  и  $f(3)/f(1) = \sqrt{5}$ .

Резонансный микроволновый отклик фотопроводимости в двумерных электронных системах был впервые упомянут Маном (Maan) [14]. Более детально резонанс был изучен Василиадоу (Vasiliadou) [8] и был приписан коллективному плазмонному возбуждению с длиной локализации, определяемой шириной образца. Спектр квазистатических двумерных плазмонов был теоретически предсказан

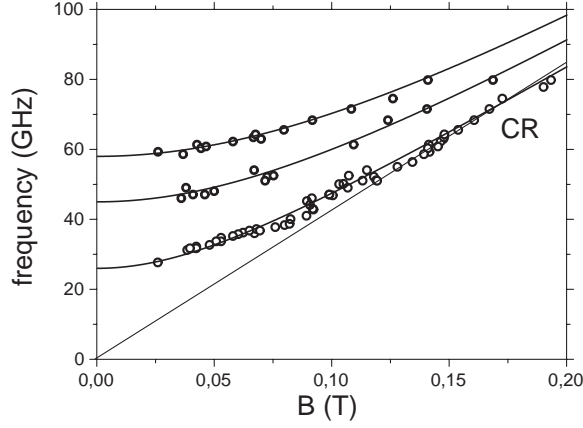


Рис. 7. Дисперсионный закон микроволновой частоты  $f$  в зависимости от приложенного магнитного поля  $B$  в резонансах фотосигнала. Различные линии соответствуют разным магнетоплазмонным модам. Прямая линия определяет циклотронную частоту  $f_c = eB/2\pi m^*c$

в нескольких работах [11, 12]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \varepsilon(q)} q, \quad (1)$$

где  $n_s$  и  $m^*$  являются концентрацией и эффективной массой двумерных электронов, а  $\varepsilon(q)$  есть эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей среды. Для гетероструктуры of GaAs/AlGaAs  $m^* = 0.067m_0$  и  $\varepsilon = 12.8$ . В присутствии перпендикулярного магнитного поля, магнетоплазмонная частота  $\omega_{mp}$  выражается формулой [12, 15]:

$$\omega_{mp}^2 = \omega_p^2(B = 0) + \omega_c^2, \quad (2)$$

где  $\omega_p^2(B = 0)$  определяется формулой (1). Видно хорошее согласие между экспериментально полученным дисперсионным законом и уравнением (2). Поэтому можно сделать вывод, что в нашем случае мы имеем дело с магнетоплазмонными волнами. Мы объясняем появление нескольких ветвей в дисперсионном законе возбуждением различных магнетоплазмонных мод с разными длинами волн. В свою очередь длины волн определяются шириной образца  $W$ , т.е:

$$q = \frac{\pi}{W} n, \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

Соотношения между  $f(k)$  и уравнение (1) показывают, что в нашей системе присутствуют моды только с нечетными числами  $n = 1, 3, 5$ . Мы объясняем этот факт симметрией падающего СВЧ излучения. Действительно, для четных гармоник возбуждающие фурье-гармоники зануляются.

## 4 Эффект замедления

Существование различных магнетоплазменных мод в двумерном стрипе конечной ширины было теоретически предсказано Михайловым и Савостьяновой [16] на основе эффекта запаздывания (retardation effect). Эффект запаздывания заключается в спаривании света с двумерными плазмонами. Первое экспериментальное наблюдение эффекта было произведено Кукушкиным [17].

### 4.1 Появление кратных магнетоплазменных мод

Мы связываем наблюдение множественных магнетоплазменных мод с эффектом замедления поскольку подсчитанный для нашей системы параметр замедления  $\alpha$ , определенный как отношение частоты квазистатического двумерного плазмона (1) с волновым вектором  $q = \pi/W$  к частоте света с тем же волновым вектором:

$$\alpha = \frac{w_p \sqrt{\epsilon} W}{\pi c} \sim \sqrt{n_s W}$$

равен  $\alpha = 0.27$ . Заметим, что в экспериментах [8] наблюдался только один магнетоплазменный пик. Мы приписываем это малому значению параметра замедления  $\alpha = 0.09$  в этих экспериментах. Здесь необходимо прояснить влияния эффекта замедления на амплитуду кратных магнетоплазменных мод. При падении электромагнитной волны на двумерную электронную систему коэффициент прохождения задается формулой:

$$t(w) = \frac{1}{1 + 2\pi\sigma(w)/c}. \quad (3)$$

Вывод формулы см. Дополнение. Используя для проводимости формулу Друде находим:

$$\sigma(w) = \frac{n_s e^2}{m^*} \frac{i}{w - w_c + i\gamma}, \quad (4)$$

где  $\gamma$  – частота рассеяния, соотносящаяся с подвижностью как  $\mu = e/m^*\gamma$ . Таким образом, используя (3) и (4) находим коэффициент поглощения  $A$  электронной системы:

$$A = \frac{2\gamma\Gamma}{(w - w_c)^2 + (\gamma + \Gamma)^2}, \quad (5)$$

можно видеть, что ширина линии поглощения зависит от столкновительной частоты  $\gamma$  плюс электродинамическая добавка, определяющая излучательную способность движущегося электрона:

$$\Gamma = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* c}. \quad (6)$$

Формула (6) может быть получена из общих физических соображений. Падающая электромагнитная волна заставляет электроны двумерной системы осциллировать с частотой  $\omega$ . Каждый электрон совершая колебания относительно положительного фона совершает дипольное излучение с интенсивностью [22]  $I \sim \ddot{d}^2/c^3 \sim \omega^4 e^2 a^2/c^3$ , где  $a$  является амплитудой колебания отдельного электрона, а  $d = ea$  его дипольным моментом. Частота радиационного излучения  $\Gamma_0$  единичного колеблющегося заряда может быть определена как отношение интенсивности излучения к кинетической энергии  $\Gamma_0 \sim e^2 \omega^2/m^* c^3$ . Для  $N$  электронов, осциллирующих в фазе, интенсивность излучения должна быть умножена на  $N^2$ , тогда как средняя энергия на  $N$ , таким образом,  $\Gamma \sim N\Gamma_0$ . Число  $N$  в рассматриваемом случае бесконечной двумерной системы можно оценить как число электронов в области когерентности  $\lambda \times \lambda$ , где  $\lambda \sim c/\omega$  является длиной падающего излучения. Комбинируя все вместе находим:

$$\Gamma \sim \frac{n_s e^2}{m^* c}.$$

Однако, в нашем случае размер двумерной электронной системы меньше области когерентности, поэтому для нахождения частоты радиационного излучения необходимо несколько модифицировать вышенаписанные формулы. Размер области когерентности становится равным  $S/k$ , где  $S$  – площадь электронной системы,  $k$  – число плазмонных мод, укладывающихся в ширине  $W$  образца. Окончательно:

$$\Gamma_k \sim \frac{n_s W}{k}. \quad (7)$$

Заметим, что  $\Gamma_k$  пропорциональна параметру замедления  $\alpha$  и уменьшается при увеличении номера магнетоплазмонного резонанса  $k$ . Вернемся к формуле (5) для коэффициента поглощения бесконечной двумерной электронной системы. Из формулы видно, что амплитуда циклотронного пика стремится к нулю в пределах

$\Gamma/\gamma \rightarrow 0$  и  $\Gamma/\gamma \rightarrow \infty$  и достигает максимума при  $\Gamma = \gamma$ . При малых значениях параметра замедления  $\gamma > \Gamma_k$ . При увеличении  $\alpha$  каждый из  $\Gamma_k$  растёт, соответственно растёт амплитуда магнетоплазменных резонансов. При достижении  $\Gamma_k$  величины  $\gamma$  амплитуда  $k$ -го резонанса достигнет максимума и при дальнейшем увеличении  $\alpha$  начнет падать. Поскольку согласно (7)  $\Gamma_k$  убывающая функция  $k$ , то вначале доминирующим будет резонанс с  $k = 1$ , после с  $k = 2$  и т. д. Это объясняет возникновение множественных магнетоплазменных резонансов в наших экспериментах при повышенных значениях  $\alpha$ .

## 4.2 Эффект пересечения циклотронной линии

Мы также сталкиваемся с проявлением эффекта запаздывания при подсчете эффективной массы электрона  $m^*$  из наклона циклотронной прямой на Рис. 7. Подсчет дает следующее значение для массы  $m^* = 0.071m_0$ . То есть дисперсионные кривые пересекают линию циклотронного резонанса, соответствующую обычной эффективной массе электрона в GaAs. Увеличение эффективной массы электрона объясняется образованием составной системы фотон плюс двумерный плазмон с характерной дисперсией [17]. После пересечения циклотронной линии дисперсионные кривые уходят на насыщение с частотой:

$$\omega = \frac{\pi c}{\sqrt{\epsilon} W} k,$$

и после исчезают. Это говорит о том, что при длинах волн падающего излучения, сравнимых с размерами образца свет перестает чувствовать микроскопические движения электронов по циклотронным орбитам, а начинает дифрагировать на краях образца. При конечных размерах образца дифрагированные волны от двух краев будут гасить друг друга, что и объясняет исчезновение мод.

# Список литературы

- [1] M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, *Phys. Rev. B* **64**, 201311 (2001).
- [2] P. D. Ye, L. W. Engel, D. C. Tsui, J. A. Simmons, J. R. Wendt, G. A. Vawter, and J. L. Reno, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2193 (2001).
- [3] J. C. Maan, Th. Englert, and D. C. Tsui, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 609 (1982).
- [4] F. Neppel, J. P. Kotthaus, and J. F. Koch, *Phys. Rev. B* **19**, 5240 (1979).
- [5] T. N. Theis, J. P. Kotthaus, and P. J. Stiles, *Solid State Commun.* **24**, 273 (1977)
- [6] M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 046807 (2003).
- [7] R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Harayanamurti, W. B. Johnson, and V. Umansky, *Nature* **420**, 646 (2002).
- [8] E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann, D. Weiss, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. B* **48**, 23 (1993).
- [9] S. Holland, Ch. Heyn, D. Heitmann, E. Batke, R. Hey, K. J. Friedland, and C. M. Hu, *Phys. Rev. Lett* **93**, 18 (2004).
- [10] S. A. Mikhailov, *cond-mat /0405136*.
- [11] F. Stern, *Phys. Rev. Lett* **18**, 546 (1967).
- [12] A. V. Chaplik, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **62**, 746 (1972) [*Sov. Phys. JETP* **35**, 395-398 (1972)].
- [13] S. J. Allen, D. C. Tsui, and R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 980 (1977).
- [14] J. C. Maan, Th. Englert, and D. C. Tsui, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 609 (1982).
- [15] T. N. Theis, J. P. Kotthaus, and P. J. Stiles, *Solid State Commun.* **24**, 273 (1977).
- [16] S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, *Phys. Rev. B*, **71**, 035320 (2005).
- [17] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett* **90**, 15 (2003).
- [18] B. M. Ashkinadze et al., *Phys. Status. Solidi A* **164**, 523 (1997).
- [19] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
- [20] М. Я. Азбель, Э. А. Канер, *ЖЭТФ* **32**, 896 (1956).
- [21] J. H. Smet, B. Gorshunov, et. al., *cond-mat*, 0505183 v1.
- [22] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Москва-Физматлит, 2003.