УДК 538.9

РЕЛАКСАЦИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

© 2021 г. Н. Д. Семенов¹, И. В. Андреев¹, В. М. Муравьев^{1, *}, С. И. Губарев¹, И. В. Кукушкин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Институт физики твердого тела Российской академии наук", Черноголовка, Россия

**E-mail: muravev@issp.ac.ru* Поступила в редакцию 28.08.2020 г. После доработки 25.09.2020 г. Принята к публикации 28.10.2020 г.

Исследованы процессы релаксации плазменных возбуждений в двумерных электронных системах (ДЭС) в гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Изучено влияние радиационного и некогерентного столкновительного механизмов релаксации на ширину линии циклотронного магнитоплазменного резонанса (ЦР). Установлено, что ЦР возникает как чистый резонанс, который не гибридизуется с размерными магнитоплазменными возбуждениями. Показано, как вследствие взаимодействия когерентного излучательного и некогерентного столкновительного механизмов плазменной релаксации магнитоплазменные резонансы образуют тонкую структуру ЦР. Проведен сравнительный анализ циклотронного и транспортного времен релаксации в зависимости от температуры и концентрации основных носителей ДЭС. Продемонстрировано, что время циклотронной релаксации может превосходить транспортное при низких концентрациях.

DOI: 10.31857/S0367676521020253

введение

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах (ДЭС) являются достаточно удобными объектами для изучения явлений волновой оптики и эффектов взаимодействия света с веществом.

Для прикладных задач важно понимать механизмы, влияющие на релаксацию плазменных возбуждений. Ширина плазменного резонанса определяется суммой некогерентного столкновительного и излучательного вкладов $\Delta \omega = \gamma + \Gamma$ [1–3], где второе слагаемое описывает когерентное дипольное переизлучение электромагнитных волн колеблющимися двумерными электронами.

В данной работе было проведено детальное исследование излучательного и столкновительного механизмов релаксации циклотронного магнитоплазменного возбуждения. Было показано, что отношение длины волны резонансного микроволнового излучения и латерального размера ДЭС определяет основной механизм релаксации магнитоплазменных возбуждений. В свою очередь это позволяет рассмотреть предельные случаи, где различные механизмы релаксации доминируют по отдельности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА И ОБРАЗЦЫ

Эксперименты проводились на наборе высококачественных одиночных квантовых ям GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$. Электронная плотность n_s в разных образцах менялась в диапазоне от 0.02 до 3.0 × 10¹¹ см⁻². Из этих гетероструктур были изготовлены мезы в форме дисков.

Магнитоплазменные моды возбуждались в образце под действием микроволнового излучения в диапазоне частот 1–250 ГГц. Использовались два различных подхода для возбуждения и детектирования микроволновых резонансов в образце.

В первом способе для возбуждения использовалась волноводная методика со свободно распространяющимся по прямоугольному тракту излучением. Образец помещался непосредственно внутрь волновода. При этом использовался оптический метод детектирования микроволнового поглощения [4, 5], основанный на высокой чувствительности спектра рекомбинантной фотолюминесценции ДЭС к разогреву.

Во втором способе использовалась так называемая копланарно-трансмиссионная методика [6, 7]: мезы в форме дисков размещались в щелях копланарного волновода (волновое сопротивление 50 Ом), литографически сформированного на поверхности образца. В такой схеме магнитоплазменные возбуждения возникают под действием поля, сконцентрированного в щелях трансмиссионной линии. Сигнал в диапазоне частот f = 0.1-40 ГГц подводится к линии по коаксиальному кабелю, присоединенному к генератору. Непосредственно измеряемой величиной являлось пропускание копланарного волновода, минимумы пропускания отвечают максимумам микроволнового поглощения в дисках ДЭС.

Эксперименты проводились в гелиевом криостате со сверхпроводящим магнитом при температурах образца T = 1.5 - 100 К.

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ДЭС

На рис. 1 изображена магнитодисперсия плазменных возбуждений в дисках ДЭС с диаметром d = 1 мм и электронной концентрацией $n_s = 0.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При частотах меньше 20 ГГц наблюдается только один пик плазмонного резонанса, смещающийся в сторону больших магнитных полей с увеличением частоты. Этот пик отвечает циклотронной магнитоплазменной моде. Нижняя вставка к рис. 1 показывает, что в больших частотах возникают второй, а после и третий резонансные максимумы, соответствующие кратным гармоникам магнитоплазменного резонанса. При этом с увеличением частоты все моды значительно уширяются, а их частоты асимптотически стремятся к циклотронной частоте. Полученные магнитодисперсии хорошо описываются теоретической зависимостью, выведенной для дипольно-активных магнитоплазменных мод в дисках ДЭС в приближении эллиптического профиля электронной плотности [8, 9]:

$$\omega = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2},\tag{1}$$

где ω_p — плазменная частота в нулевом магнитном поле.

Вставка 2 на рис. 1 демонстрирует зависимость ширины линии от частоты для фундаментальной моды (круги) и ее второй гармоники (квадраты). Экспериментальные значения были получены из полуширины резонансов по магнитному полю ΔB и наклону $\frac{\partial f}{\partial B}$ магнитодисперсионной зависимости как $\Delta f = (\partial f / \partial B) \Delta B$. Из рисунка видно, что в низких частотах ширины обеих гармоник стремятся к одному значению $\Delta f = 1 \Gamma \Gamma \mu$, что позволяет сделать вывод, что релаксация в этом случае связана с некогерентным столкновительным расссянием [10], т.е. $\Delta \omega = \frac{1}{\tau}$. Стремительный рост по-



Рис. 1 Магнитодисперсия первых трех мод в диске d = 1 мм с электронной концентраций $n_s = 0.9 \cdot 10^{11}$ см⁻². Пунктирная линия соответствует циклотронной частоте в GaAs. На нижней вставке приведены интенсивности микроволнового поглощения ДЭС для возбуждающих частот 18, 28 и 47.5 ГГц. Верхняя вставка демонстрирует зависимость ширины линии от резонансной частоты для первой (круги) и второй (квадраты) магнитоплазменных мод.

луширины линии наблюдается при $f \sim c/nd$ (n -эффективный показатель преломления среды). При значениях $f = \frac{c}{2nd}$ первая мода пропадает совсем, а вторая продолжает уширение. Этот эффект можно соотнести с появлением второго слагаемого в полуширине линии: $\Delta \omega = \gamma + \Gamma_{disk}$, где Γ_{disk} отвечает за излучательный вклад когерентно осциллирующих электронов ДЭС. Имеет место оценка [1, 2, 11] $\Gamma_{disk} \sim N\Gamma_0$, где Γ_0 – величина излучательного затухания одного электрона, а количество осциллирующих на одной частоте электронов в диске можно оценить через длину коге-

рентности
$$L_c$$
: $N \sim n_s L_c^2$. Итого:

$$\Gamma_{disk} \sim \Gamma \frac{L_c^2}{\lambda^2}, \ \lambda \gg L_c,$$
 (2)

$$\Gamma = \frac{\sigma_{xx}e}{2m^*\mu c\epsilon_0} \times \frac{1}{(1+n_{\text{GaAs}})/2} = \frac{\sigma_{xx}}{(1+n_{\text{GaAs}})/2c\epsilon_0}\gamma.$$
 (3)

Под Г [3] понимается не зависящая от частоты излучательная полуширина линии в бесконечной ДЭС; $n = (1 + n_{GaAs})/2 - эффективный по$ казатель преломления среды. В данном экспери-



Рис. 2. Интенсивность микроволнового поглощения ДЭС в форме диска d = 2.5 мм с электронной концентраций $n_s = 1.6 \cdot 10^{11}$ см⁻² от магнитного поля. Для всех трех возбуждающих частот 46, 75 и 110 ГГц видно наложение узких размерных гармоник на широкую линию циклотронного резонанса. На вставке изображена магнитодисперсия группы магнитоплазменных возбуждений. Пунктирной линией обозначено положение циклотронной частоты.

менте $\Delta f = \Gamma/2\pi = 7 \Gamma \Gamma$ ц. Сплошными линиями на вставке к рис. 1 показаны квадратичные аппроксимации полуширины по формуле (2) с параметрами $L_{c1} = d$ и $L_{c2} = d/2$ соответственно. Видно, что с увеличением номера моды уменьшается пространственная когерентность. В нашем случае длины отличаются в два раза. При двукратном увеличении диаметра диска в два раза уменьшаются частоты, на которых начинает доминировать излучательный вклад. Отсюда следует, что для дисков основной механизм уширения линии определяется отношением [12] их диаметра к длине волны возбуждающего излучения d/λ . При $d/\lambda \ll 1$ преимущественное влияние оказывает некогерентный столкновительный механизм релаксации, а при $d/\lambda \ge 1$ – когерентный излучательный.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

На вставке к рис. 2 представлены магнитодисперсии для образца с концентрацией электронов $n_s = 1.6 \cdot 10^{11}$ см⁻² и диаметром мезы d = 2.5 мм. При таких размерах значительными становятся эффекты запаздывания, описывающиеся параметром запаздывания $A = \frac{\omega_p}{\omega_{ph}} \sim 1$, где плазменная

[13] (ω_p) и фотонная (ω_{ph}) частоты берутся для одного и того же значения волнового числа, определяемого размером ДЭС. В этом режиме наблюдается сильная гибридизация между плазмонными возбуждениями и фотонными модами в подложке, что приводит к пересечению линии циклотронного резонанса $\omega_{\text{ЦР}} = \frac{eB}{m^*}$ (штриховая линия) более пологими магнитодисперсионными кривыми [14-16]. На рисунке продемонстрирована серия линий, соответствующая разным плазменным модам на частотах f < 50 ГГц. В этом диапазоне частот основной вклад в рассеяние вносит некогерентный столкновительный член γ > Γ_{disk}. Однако ситуация меняется с повышением частоты. В лиапазоне до 100 ГГи наблюдается слияние нескольких магнитоплазменных резонансов (рис. 2). Центр огибающей с повышением частоты смещается в область больших магнитных полей и соответствует $B_{\text{ЦР}}$. Это явление можно проинтерпретировать как наблюдение чистого (несмещенного) уширенного ($\Delta \omega = \Gamma$) циклотронного резонанса, образованного узкими ($\Delta \omega = 1/\tau$) магнитоплазменными возбуждениями. Последние формируют тонкую структуру [17] циклотронного резонанса. Таким образом можно сделать вывод, что циклотронный резонанс не гибридизуется с размерными модами. На частоте f = 110 ГГц отдельные резонансы уже достаточно размыты, что приводит к исчезновению тонкой структуры. Из этого следует два критерия для наблюдения эффекта: 1) когерентный излучательный вклад в рассеяние должен доминировать над одночастичным столкновительным $\Gamma_{disk} \approx \Gamma > \gamma$ (что эквивалентно $\sigma_{xx}/\epsilon_0 > c$), 2) расстояние между магнитоплазменными резонансами должно быть больше их ширин. Расстояние между частотами N и N+1 гармоник магнитоплазменного резонанса можно оценить из разложения формулы (2) при условии $\omega \ge \omega_p$ до первого порядка малости и подставляя выражение лля плазменной частоты:

$$\Delta \Omega = \frac{\omega_p^2 (N=1)}{2\omega_c} = \left(\frac{\sigma_{xy}}{c\epsilon_0}\right) \left(\frac{\omega_{ph}}{4\epsilon}\right), \quad (4)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{en_s}{B},\tag{5}$$

$$\omega_p^2 = \frac{n_s e^2}{2m^* \epsilon \epsilon_0} q,(6) \tag{6}$$

где q — волновой вектор плазменной волны в ДЭС. Тогда второе условие $\Delta \Omega > \gamma$ для наблюдения тонкой структуры соответствует ($\sigma_{xv}/\epsilon_0 > c$).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

При описании процессов рассеяния в электронных системах во внешнем магнитном поле можно рассмотреть несколько каналов диссипации, и связанных с ними времен. Для случая некогерентной релаксации этими временами будут: полное квантовое, циклотронное и транспортное времена рассеяния. Первое можно оценить через

 $\tau_{\rm K} = \left[\int W_{pp'} dp' \right]^{-1}$, где $W_{pp'}$ — это вероятность рассеяния между состояниями с импульсами р и р'. При этом выражение для транспортного времени выглядит иначе: $\tau_{\rm T} = \left[\int W_{pp'} (1 - \cos\theta) dp'\right]^{-1}$, где θ – угол рассеяния. В зависимости от расстояния действия рассеивающего потенциала возможны различные соотношения между транспортным и полным квантовым временами [18]. Для короткодействующего потенциала $\tau_{\rm K}/\tau_{\rm T} \approx 1$ (электрон-фононное рассеяние) и $\tau_{\rm K}/\tau_{\rm T} \ll 1$ для дальнодействующего (потенциал донора). До сих пор во многих работах при оценке циклотронного времени рассеяния полагают $\tau_{\text{HP}} = \tau_{\text{K}}$. Это равенство не является до конца верным, что и будет продемонстрировано далее. В этой части работы исследуется именно соотношение между циклотронным и транспортным временем рассеяния.

Для исследования времени релаксации циклотронного резонанса изучалось микроволновое поглощение ДЭС в дисках диаметром d = 1 мм в частотном диапазоне до 40 ГГц. В таком режиме ширина линии определяется в основном циклотронным временем релаксации $\Delta \omega = 1/\tau_{\rm ЦP}$ (радиационным уширением в данном случае можно пренебречь, так как для используемого образца $\Gamma/2\pi \approx 0.3$ ГГц, что сильно меньше чем минимальная резонансная полуширина $\Delta f = 4 \Gamma \Gamma \mu$). Для измерения зависимости ширины линии от температуры была выбрана частота возбуждающего сигнала $f = 37 \Gamma \Gamma \mu$. Экспериментальные значения были получены из полуширины резонансов по магнитному полю ΔB и наклону $\frac{\partial f}{\partial B}$ магнитодисперсионной зависимости. На рис. 3 изображена температурная зависимость време-

ни релаксации для циклотронного резонанса (красные круги). Синими кругами показана температурная зависимость транспортного времени релаксации, вычисленного по формуле:

$$\tau_{\rm T} = \frac{m^*}{n_{\rm s} e^2 \rho_{xx}},\tag{7}$$

где ρ_{xx} – диагональная компонента тензора удельного сопротивления в нулевом магнитном поле.



Рис. 3 Температурный зависимости циклотронного (ЦР) и транспортного (Транспорт) времен релаксации. На вставке представлены зависимости компонент тензора проводимости от магнитного поля, измеренные с помощью Холловской методики.

Транспортные измерения проводились в геометрии холловского мостика. Видно, что с ростом температуры время транспортной релаксации уменьшается и сравнивается с циклотронным. Этот случай хорошо описывается в приближении $\tau_{\text{ЦP}} = \tau_{\text{K}}$: при низких температурах электронное рассеяние в основном определяется дальнодействующим потенциалом донора ($\tau_{\text{K}}/\tau_{\text{T}} \ll 1$), в то время как при повышении температур основной вклад вносит электрон-фононное рассеяние ($\tau_{\text{K}}/\tau_{\text{T}} \approx 1$). Значимость последнего эффекта подтверждается вычислением квантового времени рассеяния ($\tau_{\text{K}} \approx 1$) из осцилляций Шубникова–де Газа (вставка на рис. 3).

Для изучения зависимости времени релаксации от электронной концентрации в ДЭС была использована оптическая методика детектирования микроволнового поглощения. На рис. 4 представлена зависимость циклотронного и транспортного времен релаксации от электронной концентрации в диапазоне $2 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^{11}$ см⁻². Видно, что с ростом концентрации время транспортной релаксации увеличивается вдвое, в то время как циклотронное меняется мало. При $n_s > 4 \cdot 10^{10}$ см⁻² оно фиксируется вблизи значения $\tau_{\rm K} \approx 150$ пс. Оказалось, что в области низких концентраций ($n_s < 4 \cdot 10^{10}$ см⁻²) $\tau_{\rm ЦР}/\tau_{\rm T} > 1$. Это обстоятельство нельзя объяснить в рамках приближения $\tau_{\rm ЦP} \approx \tau_{\rm K}$, поскольку неэффективность ма-



Рис. 4. Зависимость циклотронного (квадраты) и транспортного (круги) времен релаксации от электронной концентрации фиксированном магнитном поле B = 40 мТл. Контуры и закрашенные области соответствуют двум разным образцам.

лоуглового рассеяния электронов всегда приводит

к $\tau_{\rm K}/\tau_{\rm T}$ < 1. Возможно, что подобное поведение связано с локализацией носителей заряда, что приводит к различию в механизмах диссипации у разных групп. Приведенные методы измерений позволяют получить среднее время, куда взвешенно входят вклады разных типов релаксаций. Транспортная методика измеряет время релаксации только для делокализованных состояний с характерным пространственным расстоянием, сравнимым с размером образца (миллиметры). При этом циклотронное время релаксации определяется электронным рассеянием на характерных расстояниях сравнимых с радиусом циклотронной орбиты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были исследованы релаксации плазменных возбуждений в ДЭС. Показано, что вклад каждого из механизмов в ширину линии циклотронного магнитоплазменного резонанса определяется отношением d/λ длины волны возбуждающего излучения к размеру образца. Так в случае $d/\lambda \ll 1$ преобладающим оказывается некогерентное столкновительное уширение, а при $\frac{d}{\lambda} \ge 1$ — когерентное излучательное. Помимо этого установлено, что по своей природе циклотронный резонанс является чистым резонансом и не гибридизуется с размерными магнитоплазмен-

ными модами. При этом если когерентный излучательный вклад в рассеяние доминирует над одночастичным столкновительным, и выполнено условие ($\sigma_{xy}/\epsilon_0 > c$), то наблюдается тонкая структура циклотронного резонанса: наложение на контур ЦР узких магнитоплазменными мод.

Для случая столкновительной релаксации произведен сравнительный анализ циклотронного и транспортного времен рассеяния. Экспериментально показано, что с повышением температуры транспортное время стремится к циклотронному, а при T > 60 К они совпадают. Малая зависимость времени релаксации от электронной концентрации отличает циклотронное время от транспортного и не описывается в рамках существующих теорий.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Mikhailov S.A. // Phys. Rev. B 1996. V. 54. Art. No 10335.
- Mikhailov S.A. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. Art. No 165311.
- Zhang Q., Arikawa T., Kato E. et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. Art. No 047601.
- Ashkinadze B.M., Nazimov A., Cohen E. et al. // Phys. Stat. Sol. A. 1997. V. 164. P. 523.
- Kukushkin I.V., Smet J.H., von Klitzing K., Wegscheider W. // Nature (London). 2002. V. 415. P. 409.
- Engel L.W., Shahar D., Kurdak C., Tsui D.C. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. Art. No 2638.
- Andreev I.V., Muravev V.M., Smetnev D.V., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. Art. No 125315.
- Allen S.J., Stormer H.L., Hwang J.C.M. // Phys. Rev. B.1983. V. 28. Art. No 4875.
- Shikin V., Nazin S., Heitmann D., Demel T. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. Art. No 11903.
- Andreev I.V., Muravev V.M., Belyanin V.N., Kukushkin I.V. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. Art. No 202106.
- Leavitt R.P., Little J.W. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. Art. No 2450.
- 12. Андреев И.В., Муравьев В.М., Белянин В.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. № 11-12. С. 938.
- 13. Stern F. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. P. 546.
- Kukushkin I.V., Smet J.H., Mikhailov S.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. Art. No 156801.
- Kukushkin I.V., Muravev V.M., Smet J.H. et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. Art. No 113310.
- Mikhailov S.A., Savostianova N.A. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. Art. No 035320.
- Muravev V.M., Andreev I.V., Gubarev S.I. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. Art. No 041110.
- Masutomi R., Sasaki K., Yasuda I. et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. Art. No 196404.

169

Relaxation of plasma excitations in two-dimensional electron systems

N. D. Semenov^a, I. V. Andreev^a, V. M. Muravev^a, *, S. I. Gubarev^a, I. V. Kukushkin^a

^aInstitute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia *e-mail: muravev@issp.ac.ru

We investigate the relaxation processes of plasma excitations in two-dimensional electron systems (2DES) in GaAs/AlGaAs heterostructures. The influence of radiational and incoherent collisional relaxation mechanisms on the linewidth of cyclotron magnetoplasma resonance (CR) is studied. CR arises as a pure resonance that does not hybridize with dimensional magnetoplasma excitations. We demonstrate how magnetoplasma resonances form a CR's fine structure due to the interaction of coherent radiative and incoherent collisional mechanisms of two-dimensional plasma relaxation. Also, a comparative analysis of the dependencies of cyclotron and relaxation time on both temperature and electron density of the 2DES was carried out. It was demonstrated that the cyclotron relaxation time could exceed the transport time at low electron concentrations.