Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 7, с. 513 – 517 © 2010 г. 10 октября

# Экспериментальное исследование плазменных возбуждений в несимметричных полосках двумерных электронов

*В. М. Муравьев, А. А. Фортунатов, А. А. Дремин, И. В. Кукушкин*

*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская область, Россия*

Поступила в редакцию 26 августа 2010 г.

Проведено исследование плазмонного микроволнового отклика симметричных и несимметричных полосок двумерных электронов с различными граничными условиями. При этом симметричный случай отвечал полоскам, у которых омические контакты либо присутствовали, либо отсутствовали с обеих сторон, а в несимметричных полосках контакт был лишь с одной стороны. Продемонстрировано, что в несимметричных полосках происходит "сдвиг" наблюдаемых плазменных мод по частоте, причем нижайшей по частоте становится ранее не наблюдавшаяся мода, для которой на длине полоски укладывается четверть длины волны плазмона. В несимметричных полосках исследовано поведение нижайшей и кратных по частоте мод при изменении магнитного поля, электронной плотности, температуры и размера полосок. На основании полученных результатов установлено, что все плазменные моды, наблюдаемые в симметричных и несимметричных полосках, обладают схожей физической природой.

Плазменные возбуждения в низкоразмерных электронных системах интенсивно изучаются уже более полувека [1, 2]. Отчасти такой интерес вызван целым рядом новых плазменных явлений, наблюдаемых в высококачественных двумерных электронных системах. Были обнаружены проявления эффектов запаздывания в дисперсии двумерных плазменных возбуждений [3, 4]. Наблюдались эффекты интерференции плазменных волн, проявляющие себя как периодические по магнитному полю осцилляции фотосопротивления и фотонапряжения [5]. Исследовалось распространение плазменных волн в плазмонных кристаллах – полосках двумерных электронов с периодически модулированной шириной [6]. В такой системе были обнаружены фундаментальная и несколько кратных щелей в спектре плазменных возбуждений вследствие многолучевой интерференции плазменных волн в кристалле.

В то же время, интерес к изучению плазменных волн в низкоразмерных электронных системах стимулирован возможными приложениями в области терагерцовой (0.3–10 ТГц) электроники. Практическое применение плазменных волн в электронных устройствах обусловлено возможностью контролируемо управлять законом дисперсии плазмонов с помощью электронной плотности, магнитного поля или диэлектрического окружения структуры. Это свойство плазмонов находит применение при создании миниатюрных перестраиваемых спектрометров и детекторов излучения миллиметрового/субмиллиметрового диапазонов длин волн [7, 8]. Еще одним важным свойством плазменных возбуждений является то, что их скорость значительно превышает дрейфовую скорость электронов в полупроводниках. Таким образом, использование плазменных волн как переносчиков электрических сигналов может потенциально повысить быстродействие полупроводниковых устройств до частоты 10 ТГц [9].

Спектр двумерных плазменных возбуждений в структурах различной топологии (полосках, дисках, кольцах) хорошо изучен как теоретически, так и экспериментально [10, 3, 11]. Так, в длинных узких полосках дисперсия плазменных волн (одномерных плазмонов) задается выражением [12, 10]

$$\omega_0^2(q) = \frac{n_s W e^2}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon^* m^*} q^2 \left[\ln(8/qW) - 0.577\right], \quad qW \ll 1, \tag{1}$$

где $n_s$ – плотность двумерных электронов, $m^* = 0.067 m_e$ – эффективная масса электронов в GaAs, $\varepsilon_0$ и $\varepsilon^* = (\varepsilon_{\mathrm{GaAs}} + 1)/2$ ($\varepsilon_{\mathrm{GaAs}} = 12.8$) – эффективная диэлектрическая проницаемость вакуума и среды, окружающей электронную систему, $W$ – ширина полоски. Поскольку логарифмический член в большинстве экспериментов можно считать слабо меняющейся величиной, то спектр одномерных плазмонов носит линейный характер. Считается, что для фундаментальной моды на длине полоски укладывается половина длины волны. Частота такой моды определяется выражением (1), где волновой вектор $q \approx \pi/L$. При этом на длине полоски укладывается половина длины волны плазменного возбуждения. В настоящей работе экспериментально устанавливается, что указанный случай реализуется лишь в симметричных структурах при возбуждении плазменных колебаний однородным электромагнитным полем. На практике же зачастую изучаются плазменные возбуждения в структурах с существенно отличающимися граничными условиями на концах. В настоящей работе мы приводим результаты исследований дисперсии плазменных возбуждений в полосках с различными граничными условиями по току/напряжению на концах при возбуждении разным по однородности электромагнитным полем. Показано, что в несимметричных полосках нижайшая возбуждаемая мода имеет частоту вдвое меньшую частоты фундаментальной моды в полоске с симметричными граничными условиями, то есть приблизительно равную частоте даваемой формулой (1) для волнового вектора $q = \pi/2L$, когда на длине полоски укладывается четверть длины волны плазмона.

Измерения проводились по транспортной и ректификационной методикам. При транспортных измерениях через полоску (контакты $S$ и $D$ на рис.1) пропускался переменный ток амплитудой 1 мкА на частоте 2 кГц. Искомое магнитосопротивление измерялось на той же частоте между контактами подводящих потенциальных щупов. Поскольку ширина щупов в месте перехода в полоску составляла всего лишь 10 мкм, они не оказывали заметного влияния на распространение плазменных волн в полоске. Микроволновое излучение частотой 0.1–40 ГГц согласованно подводилось к образцу через коаксиальный кабель, заканчивающийся микрополосковой линией (вставка к рис.1). При резонансном возбуждении микроволновым излучением плазменных волн двумерная электронная система испытывает разогрев. Резонансный разогрев сопровождается максимумом в магнитосопротивлении из-за того, что механизмы рассеяния носителей заряда в дифференциальном электронном сопротивлении (ДЭС) чувствительны к температуре [13]. Изменение в сопротивлении ДЭС (дифференциальное сопротивление) измерялось по методике двойного синхронного детектирования при модуляции мощности микроволнового излучения на частоте 77 Гц [14]. При измерениях по ректификационной методике вместо потенциальных щупов на один из концов полоски напылялся затвор шириной 200 мкм, на который подавалось обедняющее напряжение. Вследствие нелинейного поведения плазменных волн в призатворной области полоски между измерительными контактами $S$ и $D$ индуцировалось фотонапряжение [9]. При резонансном возбуждении плазменной волны в сигнале фотонапряжения наблюдались максимумы. Для ректификационных измерений применялась методика синхронного детектирования сигнала фото-ЭДС при модуляции мощности СВЧ излучения на частоте 1 кГц. Исследования проводи-

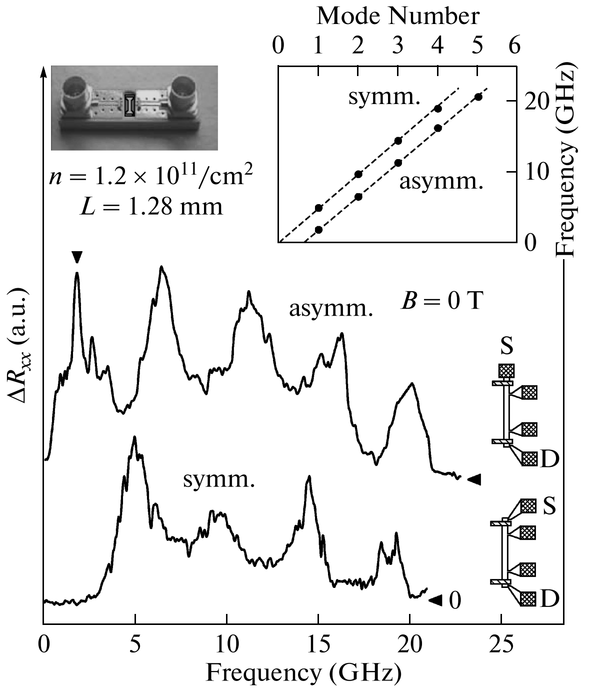


Рис.1. Частотные зависимости дифференциального сопротивления, измеренные на образцах с различными граничными условиями при возбуждении однородным микроволновым полем. Справа от каждой из кривых приведено схематическое изображение соответствующего образца. Для удобства кривые сдвинуты в вертикальном направлении, причем нулевой уровень сигнала обозначен стрелкой. Видно, что частотное положение плазменных резонансов в полосках с различными граничными условиями сильно отличается. Также приведена фотография микрополосковой линии с исследуемым образцом. На вставке показана зависимость частотного положения возбуждаемых плазменных мод от их номера, полученная для симметричной и несимметричной полосок. Для полоски ДЭС с несимметричными граничными условиями наблюдается частотный сдвиг резонансов на $(0.59 \pm 0.02)\omega^*$, где $\omega^* = \omega_0(q = \pi/L)$ – частота фундаментальной моды в симметричной полоске. Температура образцов при измерениях составляла 1.6 К. Мощность СВЧ на входе коаксиальной линии равнялась 0.5 мкВт

лись на структурах, представляющих собой одиночный GaAs/AlGaAs гетеропереход, расположенный на глубине 190 нм от поверхности кристалла. Типичные значения для электронной плотности и подвижности составляли $n_s = 1.2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и $\mu = 1.5 \cdot 10^6$ см$^2$/В·с, соответственно. При помощи кратковременной подсветки красным светодиодом электронная плотность поднималась вплоть до $n_s = 2.0 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. На шайбе стандартными методами фотолитографии были изготовлены полоски двумерных электронов с длинами

$L = 1.8$, 1.28, 0.8 и 0.35 мм и шириной $W = 0.1$ мм. На одном или обоих концах полосок были выполнены проводящие контакты (рис.1). Образец помещался в гелиевый криостат в центр сверхпроводящего соленоида, позволявшего получать магнитные поля вплоть до 10 Тл.

На рис.1 приведены типичные зависимости дифференциального сопротивления от частоты микроволнового излучения, измеренные для симметричной полоски (нижняя кривая) и несимметричной полоски лишь с одним контактом (верхняя кривая) [15]. Для обеспечения частотного согласования СВЧ излучение от микрополосковой линии подводилось к образцу посредством коротких проводов микросварки. Микросварка осуществлялась к двум узким затворам (рис.1), расположенным на противоположных концах полоски, что обеспечивало симметрию возбуждающего плазмоны электромагнитного поля. Измерения дифференциального сопротивления проводились в нулевом магнитном поле $B = 0$ Тл на полосках длиной $L = 1.28$ мм с электронной концентрацией $n_s = 1.2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Видно, что в несимметричной полоске происходит "сдвиг" наблюдаемых мод по частоте при неизменном расстоянии между ними. Удивительной особенностью является то, что частота нижайшей возбуждаемой моды при этом равняется приблизительно $\omega_0(q = \pi/L)/2$. Таким образом, логично предположить, что в несимметричной системе происходит возбуждение стоячих плазменных волн с волновыми векторами $q_N = (N+1/2)\pi/L$ $(N = 1, 2, \dots)$. Далее это предположение будет проверено путем исследования различных физических свойств низкочастотной моды. На вставке к рис.1 показано более детальное частотное положение возбуждаемых мод от их номера. В несимметричной полоске наблюдается частотный сдвиг резонансов на $(0.59 \pm 0.02)\omega^*$, где $\omega^* = \omega_0(q = \pi/L)$ — частота фундаментальной плазменной моды в симметричной полоске. Таким образом, в наших экспериментах для нижайшей возбуждаемой моды четверть длины волны превосходит длину полоски. По-видимому объяснение этого неожиданного эффекта кроется в более детальном теоретическом рассмотрении пространственного распределения полей плазменной волны в несимметричных полосках ДЭС.

Рис.2 демонстрирует магнитополевую зависимость частотного положения плазменных мод, измеренную в несимметричной полоске длиной $L = 1.28$ мм и шириной $W = 0.1$ мм. Видно, что магнитополевое поведение нижайшей и кратных плазменных мод очень похоже, что указывает на идентичность распределения зарядовой плотности

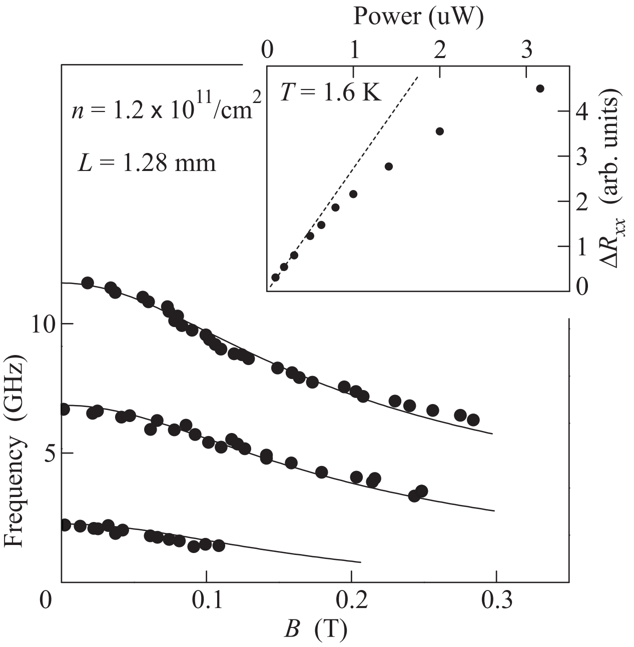


Рис.2. Магнитополевое поведение частотного положения плазменных мод в несимметричной полоске длиной $L = 1.28$ мм и шириной $W = 0.1$ мм. Сплошными линиями показаны результаты теоретического расчета согласно формуле (2). Видно, что магнитополевое поведение нижайшей по частоте и кратных плазменных мод очень похоже, что указывает на идентичность распределения зарядовой плотности поперек полоски для этих мод. На вставке приведена мощностная зависимость амплитуды плазменных резонансов в несимметричной полоске. Было установлено, что мощностная зависимость идентична для всех наблюдаемых плазменных мод. Концентрация двумерных электронов в структуре равнялась $n_s = 1.2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$

поперек полоски для этих мод. Действительно, на рисунке сплошными линиями изображены теоретические кривые, описываемые выражением [12]

$$\omega^2(B) = \frac{\omega_0^2(q_N)}{1 + \omega_c^2/\omega_T^2} \quad (N = 1, 2, 3 \dots) \qquad (2)$$

где $\omega_0(q_N)$ – частота продольного плазменного возбуждения в полоске в пределе нулевого магнитного поля, $\omega_c = eB/m^*$ – циклотронная частота, $\omega_T$ – нижайшая поперечная плазменная мода с волновым вектором $q = \pi/W$. Приблизительное аналитическое выражение для поперечной частоты имеет вид $\omega_T = (2\pi^2 n_s e^2/\epsilon^* m^* W)^{1/2}$. Измеренные магнитополевые зависимости плазмонных мод хорошо описываются теоретическим соотношением (2), если предположить, что $f_0(q_1) = \omega_0(q_1)/2\pi = 1.9$ ГГц, $f_0(q_2) = 6.5$ ГГц, $f_0(q_3) = 11.2$ ГГц и $\omega_T/2\pi = 60$ ГГц. Следует заметить, что найденный из подгонки параметр

$\omega_T$ почти в два раза больше экспериментального значения поперечной плазменной частоты. Такое расхождение можно объяснить тем, что теоретическое выражение (2) было получено в предположении, что поперечное распределение электронной плотности в полоске имеет полуэллиптический профиль. Для используемых в настоящих экспериментах полосок шириной $W = 0.1$ мм, где электронная плотность постоянна вплоть до краев, данное теоретическое предположение не является корректным. В экспериментах было установлено, что амплитуды как нижайшего, так и кратных плазменных резонансов обладают идентичной мощностной зависимостью (вставка к рис.2). Амплитуда растет линейно при малых мощностях микроволнового излучения и выходит на насыщение после нескольких микроватт. Такое поведение свидетельствует о разогревной природе всех наблюдаемых в несимметричной полоске магнитоплазменных резонансов.

Рис.3 демонстрирует влияние электронной плотности (a) и температуры (b) на нижайшую и кратные по частоте плазменные моды, наблюдаемые в несимметричной полоске. Измерения производились по ректификационной методике при подаче на выпрямляющий затвор напряжения $-0.5$ В. Электронная концентрация увеличивалась с $n_s = 1.35 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ до $n_s = 1.88 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ при помощи кратковременной подсветки. На рис.3a показано, что при увеличении электронной плотности частоты как низкочастотной $f_0(q_1)$ ($q_1 \approx \pi/2L$), так и кратной мод $f_0(q_2)$ ($q_2 \approx 3\pi/2L$) увеличиваются. Например, в магнитном поле $B = 1.4$ Тл частота нижайшей по частоте моды для полоски длиной $L = 0.8$ мм составляет $f_0(q_1) = 1.1$ ГГц, а после увеличения электронной концентрации $f_0(q_1) = 2.0$ ГГц. Таким образом, частоты всех наблюдаемых плазменных мод $f_0(q_N)$ подчиняются дисперсионному закону (1). На вставке к рис.3 более детально показано магнитополевое поведение нижайшей плазменной моды, измеренное для двух значений электронной плотности. На рис.3b иллюстрируется температурное поведение магнитополевого сигнала фотонапряжения, измеренного на несимметричной полоске длиной $L = 0.35$ мм на частоте $f = 5.1$ ГГц. Резонанс в магнитном поле 0.7 Тл соответствует нижайшей магнитоплазменной моде с $q_1 \approx \pi/2L$, а в поле 2.4 Тл кратной моде с $q_2 \approx 3\pi/2L$. При увеличении температуры с 4.2 до 70 К амплитуда обоих резонансов уменьшается в одинаковое число раз (приблизительно в 10 раз). Это свидетельствует о том, что затухание нижайшей и кратных плазменных мод в несимметричной полоске определяется одинаковыми физическими механизмами.

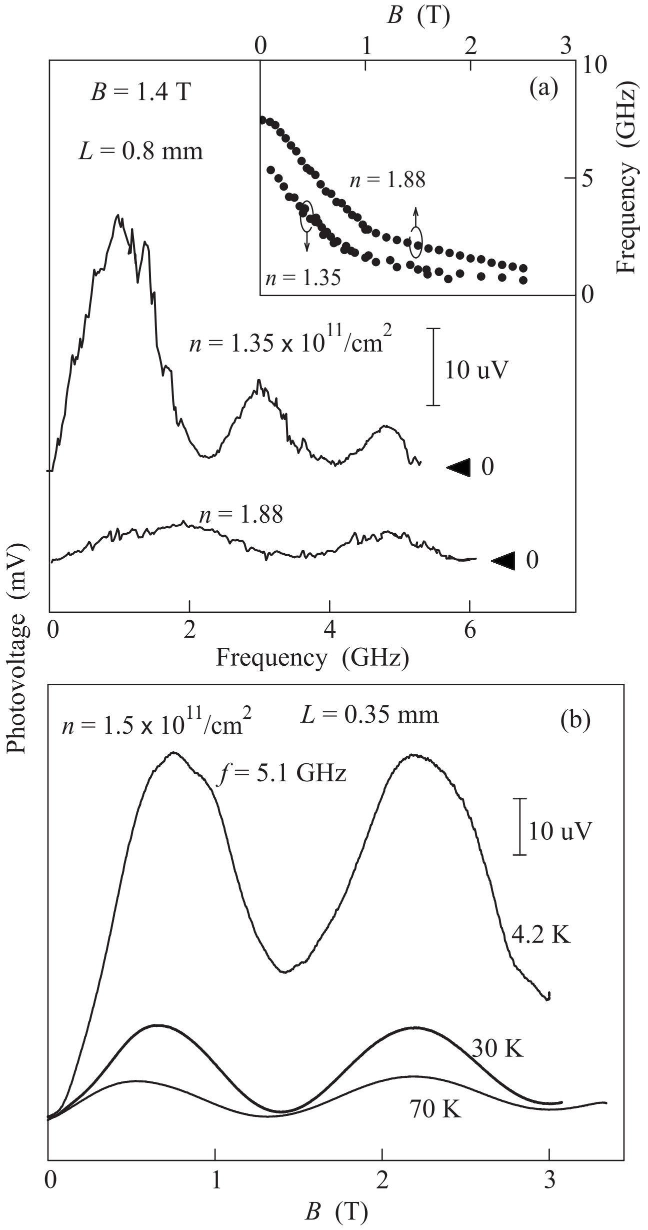


Рис.3. (a) Влияние изменения электронной плотности на нижайшую и кратные по частоте плазменные моды в несимметричной полоске ($L = 0.8$ мм и $W = 0.1$ мм). Кривые фото-ЭДС были измерены по ректификационной методике. Для удобства кривые сдвинуты по вертикали. Стрелками указан уровень сигнала при нулевой мощности СВЧ, подводимого к образцу. На вставке представлено более детальное магнито-частотное поведение мод для $n_s = 1.35$ и $n_s = 1.88 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. (b) Температурное поведение магнитоплазменных мод, измеренное в несимметричной полоске. Резонанс в магнитном поле 0.7 Тл соответствует нижайшей магнитоплазменной моде с $q_1 \approx \pi/2L$, а в поле 2.4 Тл кратной моде с $q_2 \approx 3\pi/2L$

Таким образом, в настоящей работе транспортной и ректификационной методиками исследовано резонансное плазменное поглощение микроволнового излучения в полосках ДЭС с различными граничными условиями. Продемонстрировано, что в несимметричных полосках происходит "сдвиг" наблюдаемых плазменных мод по частоте. При этом нижайшей по частоте становится ранее не наблюдавшаяся мода, для которой на длине полоски укладывается четверть длины волны плазмона. В несимметричных полосках исследовано поведение нижайшей и кратных по частоте мод при изменении магнитного поля, электронной плотности, температуры и размера полосок. На основании полученных результатов установлено, что все наблюдаемые моды обладают схожей физической природой.

Авторы признательны В.А. Волкову за полезные обсуждения и замечания. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Федерального агентства по науке и инновациям РФ. В. М. М. также благодарен Landau Scholarship (Forschungzentrum, Jülich) и фонду содействия развитию малых форм предприятий за финансовую поддержку.

1. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
2. D. Heitmann, Surf. Sci. **170**, 332 (1986).
3. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
4. I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet et al., Phys. Rev. B **73**, 113310 (2006).
5. I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 236803 (2004).
6. V. M. Muravev, A. A. Fortunatov, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 216801 (2008).
7. I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet, and K. von Klitzing, Appl. Phys. Lett. **86**, 044101 (2005).
8. I. V. Kukushkin and V. M. Muravev, U.S. Patent Application "Apparatus and Method of Detecting Electromagnetic Radiation".
9. V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, and K. von Klitzing, JETP Letters **90**, 197 (2009).
10. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii et al., Phys. Rev. B **72**, 161317 (2005).
11. V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **73**, 195302 (2006).
12. I. L. Aleiner, D. Yue, L. I. Glazman, Phys. Rev. B **51**, 13467 (1995).
13. A. Gold and V. T. Dolgopolov, Phys. Rev. B **33**, 1076 (1986).
14. E. Vasiliadou, G. Muller, D. Heitmann et al., Phys. Rev. B **48**, 23 (1993).
15. В экспериментах над симметричными полосками было установлено, что частотное положение плазменных резонансов зависит от граничных условий на концах полоски. Было определено, что частота плазменных резонансов в полосках ДЭС с омическими контактами на концах на (15–20)% больше, чем в полосках без контактов.