

## МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ GaAs – AlGaAs

С.А.Говорков, М.И.Резников, А.П.Сеничкин, В.И.Тальянский

Обнаружены магнитоплазменные колебания (МК) в 2D-электронном канале гетероструктуры GaAs – AlGaAs. Близкие по природе колебания ранее наблюдались в 2D-каналах только на поверхности жидкого гелия.

Работа посвящена поиску описанных в <sup>1</sup> собственных колебаний холловского тока в 2D-канале гетероструктуры GaAs – AlGaAs в магнитном поле. Колебания возникают вследствие того, что при  $\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$  ( $\sigma_{xy}$ ,  $\sigma_{xx}$  – компоненты тензора электропроводности 2D-слоя), заряд возникший на границе 2D-слоя вызывает холловские токи, которые приводят к движению вдоль границы (а не к нейтрализации) этого заряда. Из <sup>1</sup> следует оценка для собственной частоты:

$$\omega \simeq 10 \sigma_{xy} a^{-1} \quad (1)$$

где  $a$  – характерный размер образца. В достаточно сильном магнитном поле ( $\mu B > 1$ , где  $\mu$  – подвижность электронов в 2D-канале),  $\sigma_{xy} \sim B^{-1}$  и  $\omega \sim B^{-1} a^{-1}$ . Следует отметить, что в недавних исследованиях 2D-электронов на поверхности жидкого гелия <sup>2, 3</sup> наблюдали новый набор пиков резонансного поглощения в диапазоне 1 – 50 мГц. Резонансные частоты этого набора вели себя неожиданным образом: понижались с ростом магнитного поля. Обнаруженное явление названо динамическим эффектом Холла в <sup>2</sup> и краевыми магнитоплазмонами в <sup>3</sup>. Эти названия подчеркивают разные стороны эффекта: наличие холловского тока и нарушение электронейтральности в системе. Теоретическое описание <sup>3, 4</sup> проводилось для полубесконечного 2D-слоя, параллельно которому находилась металлическая полуплоскость (соответствующая полевому электроду в опытах <sup>2, 3</sup>). Применение этого описания к 2D-слою в гетероструктуре затруднено из-за отсутствия полевого электрода и из-за сравнимости размера образца с пространственным масштабом МК. Возможен иной подход к проблеме. В <sup>1</sup> рассматривалась ограниченная (в форме эллипсоида) сверхрешетка. В приближении, когда сверхрешетку можно описать усредненным тензором электропроводности в <sup>1</sup> получено простейшее однородное колебание. Обобщая рассмотрение <sup>1</sup>, можно показать, что в ограниченных сверхрешетках существует множество собственных колебаний. Оказалось, что эти колебания настолько похожи на уокеровские моды <sup>5</sup>, что их можно назвать "электрическим" аналогом последних. Можно точно рассчитать МК в сплюсненном эллипсоиде вращения и затем устремить к нулю размер эллипсоида ( $\Delta$ ) вдоль оси вращения, увеличивая при этом удельную электропроводность в  $\Delta^{-1}$  раз. В пределе мы приходим к 2D-каналу в форме диска, с электропроводностью, спадающей к краям диска по закону  $\sigma(r) \sim [1 - (r/a)^2]^{1/2}$ , где  $a$  – радиус диска. Таким образом можно получить представление (только качественное) о колебаниях в реальных ( $\sigma(r) = \text{const}$ ) гетероструктурах и оценить по порядку величины собственные частоты.

Перейдем к описанию эксперимента. Формула (1) дает для  $\sigma_{xy} \sim (10 \text{ кОм})^{-1}$  и  $a \sim (3 \div 4) \text{ мм}$ ,  $f \sim 5 \cdot 10^8 \text{ Гц}$ . Поэтому поиск МК мы вели в частотном диапазоне  $10^8 - 10^9 \text{ Гц}$ .

Использовались гетероструктуры с подвижностью  $\sim 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  при 77 К и концентрацией электронов в 2D-слое  $2,4 \cdot 10^{11}$  и  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  для образцов № 1 и № 2 соответственно. Образцы (прямоугольной формы  $\sim 3 \times 4 \text{ мм}^2$ ) помещали в проходной СВЧ резонатор в пучность электрического поля (с амплитудой  $\sim 5 \text{ мВ/см}$ ), так что СВЧ электрическое поле было направлено вдоль поверхности образца, а постоянное магнитное поле ( $B$ ) — перпендикулярно ей. Резонатор связывался двумя коаксиальными линиями с генератором и супергетеродинным приемником. Измерялась зависимость амплитуды ( $A$ ) прошедшей через резонатор СВЧ волны от  $B$ . Измерения проводили при  $T = 4,2$  и  $2,2 \text{ К}$ . Для резонатора без образца прошедший сигнал практически не зависел от магнитного поля. Результаты измерений для

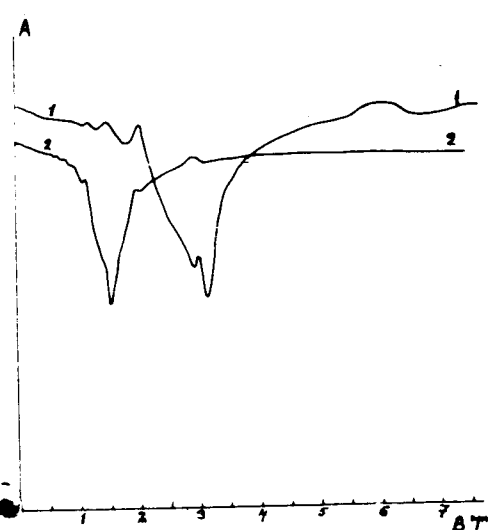


Рис. 1. Зависимость амплитуды прошедшей через резонатор СВЧ волны от магнитного поля для образца №1. 1 —  $f = 388 \text{ мГц}$ , 2 —  $f = 765 \text{ мГц}$ ,  $T = 4,2 \text{ К}$

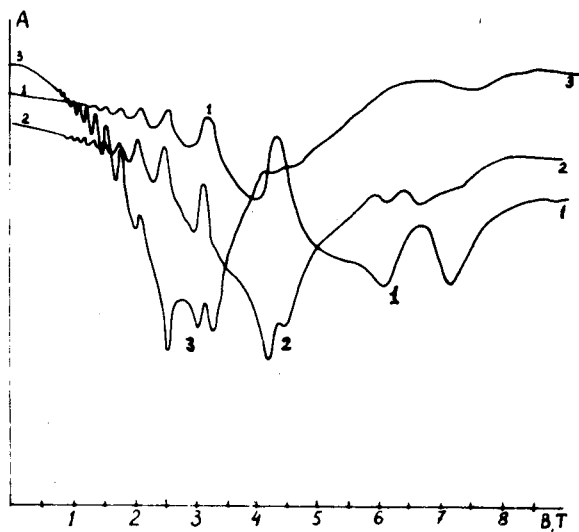


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для образца №2. 1 —  $f = 388 \text{ мГц}$ , 2 —  $f = 538 \text{ мГц}$ , 3 —  $f = 768 \text{ мГц}$ ,  $T = 2,2 \text{ К}$

двух образцов показаны на рис. 1 и 2. Рассмотрим кривую 1, на рис. 1, снятую на частоте 388 мГц. Видно, что в поле  $\sim 3 \text{ Т}$ , поглощение, вносимое образцом в резонатор, резко возросло. При увеличении частоты в два раза (кривая 2, рис. 1) пик поглощения наблюдается уже при другом (в два раза меньшем) значении поля. Аналогичная картина наблюдается и для второго образца (рис. 2). Итак, можно сделать вывод, что величина резонансного (соответствующего пику поглощения) магнитного поля обратно пропорциональна частоте измерения. Именно такое соотношение следует из (1). Сравнивая кривые на рис. 1 и 2 можно заключить, что резонансные поля пропорциональны концентрациям носителей (а значит величинам  $\sigma_{xy}$ ) в соответствующих образцах. При уменьшении размеров образца значение резонансного поля возрастало, однако количественно эту зависимость мы не исследовали из-за малых исходных размеров образцов. Изложенные факты позволяют, на наш взгляд, заключить, что пики поглощения возникают из-за возбуждения в образце МК, когда величина магнитного поля соответствует совпадению частоты МК с частотой СВЧ поля. Так как носители в 2D-канале вырождены, то при изменении  $B$  изменяется не только частота МК, но и модулируется (из-за осцилляций Шубникова — де-Гааза) затухание. Поэтому форма кривых (особенно на рис. 2) искажена осцилляциями Шубникова — де-Гааза). Следует отметить, что в гетероструктурах GaAs — AlGaAs может существовать шунтирующий канал проводимости по легированной области AlGaAs<sup>6</sup>. Толщина этой области в наших образцах порядка 500 Å, подвижность носителей в ней  $\sim 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  и вплоть до полей  $B \lesssim 10 \text{ Т}$ , компонента  $\sigma_{xy}$  шунтирующего канала является возрастающей функцией  $B$ . Так

как наши измерения показали, что частота МК  $\omega \sim B^{-1}$  (а для 2D-слоя  $\sigma_{xy} \sim B^{-1}$  при  $B > 0,1$  Т), то можно заключить, что шунтирующий канал не влияет на частоту МК. Однако он может определять затухание МК. Выше под МК мы подразумевали простейшее колебание<sup>1</sup>, обладающее дипольным моментом. Такое колебание можно возбудить однородным СВЧ электрическим полем, что и имело место в нашем случае. Для возбуждения других типов МК необходимо помещать образец в область, где СВЧ поле существенно неоднородно.

Авторы выражают глубокую благодарность В.А.Тулину за полезные обсуждения и поддержку.

#### Литература

1. *Тальянский В.И.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 96.
2. *Glattli D.C., Andrei E.Y., Deville G., Poitrenaud J., Williams F.I.B.* Phys. Rev. Lett., 1985, **54**, 1710.
3. *Mast D.B., Dahm A.J., Fetter A.L.* Phys. Rev. Lett., 1985, **54**, 1706.
4. *Волков В.А., Михайлов С.А.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **42**, 450.
5. *Walker L.R.* Phys. Rev., 1957, **105**, 390.
6. *Kane M.J., Apsley N., Anderson D.A., Taylor L.L., Kerr T. J.* Phys. C: Solid State Phys., 1985, **18**, 5629.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Институт проблем технологии микроэлектроники  
и особо чистых веществ  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию

24 июля 1986 г.