

РЕЗОНАНСНЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ОГРАНИЧЕННОЙ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ

Галченков Л. А., Гродненский И. М., Костовецкий М. В.,
Матов О. Р., Медведев Б. А., Мокеров В. Г.

Обнаружен резонансный максимум в полевых зависимостях угла вращения плоскости поляризации и эллиптичности излучения, прошедшего через ограниченный двумерный (2D) электронный слой. Эффект возникает из-за возбуждения краевых магнитоплазмонов (КМП) и наблюдается тогда, когда частота излучения находится вблизи частоты основной моды КМП.

До настоящего времени исследование СВЧ свойств 2D-электронного газа в геометрии Фарадея проводилось на образцах обычных размеров (2–6 мм) [1, 2].

В настоящей работе показано, что при некоторых условиях влияние размеров исследуемого образца на эффект Фарадея становится определяющим. Наличие замкнутой границы у 2D-системы в таких условиях приводит к разрушению эффекта в магнитных полях, меньших некоторого H_R , и появлению резонансного максимума при H_R . Величина и положение максимума зависят от размеров 2D-системы и частоты ω падающего излучения. В полях, больших H_R , экспериментальные зависимости становятся такими же, как для неограниченного 2D-слоя.

Существенная роль границы 2D-системы состоит в том, что в спектре возбуждений появляется новая бесщелевая ветвь — краевые магнитоплазмоны (см. [3] и ссылки в ней). КМП представляет собой волну пространственного заряда, локализованную вдоль границы и распространяющуюся в направлении, определяемом ориентацией магнитного поля.

КМП определяют вид частотной зависимости экранирования электрического поля в ограниченном образце [4]. Если ω меньше частоты основной моды КМП ω'_p , то внешнее поле сильно экранируется. С приближением ω к ω'_p эффективность экранирования падает, и при резонансе ($\omega \simeq \omega'_p$) колебания плотности заряда в 2D-слое возрастают настолько, что x -компонента поля в образце $E_x(\omega)$ (x — направление поляризации падающей волны) может превысить внешнее поле. Наконец, если $\omega \gg \omega'_p$, то заряды не успевают накапливаться на границе, экранирование отсутствует.

Эффект Фарадея определяется y -компонентой электрического поля в переизлученной волне, которая пропорциональна y -компоненте тока в плоскости 2D-слоя, $j_y \simeq \sigma_{yx}(\omega, H) E_x(\omega)$, где $\sigma_{yx}(\omega, H)$ — холловская проводимость (вкладом от диагональной проводимости $\sigma_{yy} = \sigma_{xx}$ в сильном магнитном поле можно пренебречь). Отсюда следует, что при $\omega \ll \omega'_p$ эффект Фарадея не должен наблюдаться, при $\omega \simeq \omega'_p$ он максимален, а при $\omega \gg \omega'_p$ ведет себя так же, как в неограниченной 2D-системе. В эксперименте эффект Фарадея обычно изучают на фиксированной частоте, меняя магнитное поле. При $\omega_c \tau > 1$ (ω_c — циклотронная частота, τ — время упругой релаксации) $\omega'_p(H) \propto H^{-1}$ [3, 4], кроме областей холловских плато, где наблюдается некоторое отклонение от закона H^{-1} [4]. Это позволяет ожидать следующую экспериментальную зависимость. При возрастании поля от 0 до некоторого H_R , определяемого соотношением $\omega'_p(H_R) \simeq \omega$, значения угла фарадеевского вращения $\theta(H)$ и эллиптичности $\delta(H)$ увеличиваются от 0 до максимальных величин. Дальнейшее увели-

чение поля приводит к уменьшению $\theta(H)$ и $\delta(H)$ до значений, соответствующих неограниченной $2D$ -системе.

Эксперимент проводился при температуре 4.2 К в $2D$ -электронном газе в гетеропереходе GaAs—AlGaAs. С помощью фотолитографии и последующего травления на поверхности образцов создавалась система $2D$ -электронных дисков с диаметром d и расстоянием $\sim 3d$ между центрами дисков; $d=41, 32, 19, 14$ мкм (см. вставку на рис. 1). Толщина подложки ≈ 400 мкм. Измерения проводились на установке, использованной в [1, 5], в интервале частот $24 \div 70$ ГГц. Диапазон частот и диаметры дисков были выбраны с помощью экстраполяции экспериментальных результатов из [4] так, чтобы резонанс мог наблюдаться в области $H \approx 10 \div 60$ кЭ. Далее приведены данные для образца с концентрацией $n=3.1 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и подвижностью $8 \cdot 10^4$ см 2 /В·с.

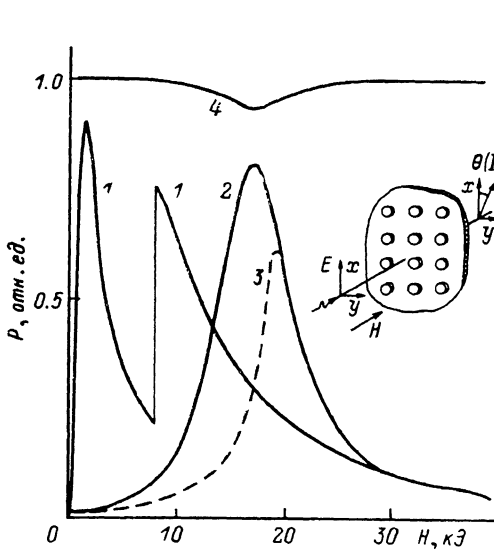


Рис. 1. Полевые зависимости мощности $P(H)$ излучения, прошедшего через $2D$ -систему, измеренные в разных условиях.

1 — $P_{\perp}(H) \propto \theta^2(H) + \delta^2(H)$ для сплошного $2D$ -слоя, размеры 3×3 мм, $\omega/2\pi = 28.3$ ГГц (разрыв на кривой соответствует изменению масштаба по вертикали); 2 и 3 — $P_{\perp}(H)$ и $\delta^2(H)$ для системы $2D$ -дисков, $d=41$ мкм, $\omega/2\pi = 28.3$ ГГц; 4 — $P(H)$ для прошедшего через систему $2D$ -дисков излучения с такой же поляризацией, как и в падающем излучении, $\omega/2\pi = 28.3$ ГГц, $d=41$ мкм.

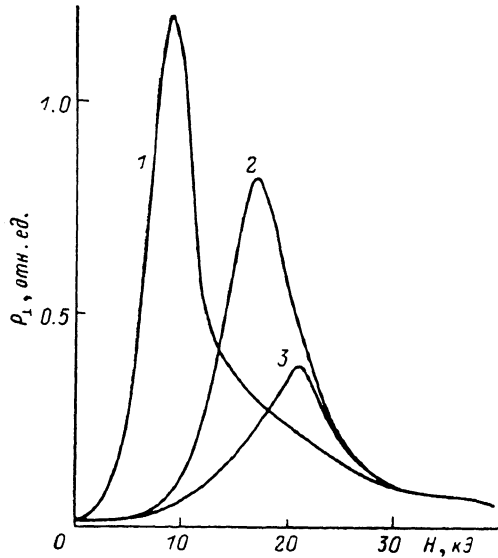


Рис. 2. $P_{\perp}(H) \propto \theta^2(H) + \delta^2(H)$ для системы $2D$ -дисков.

d , мкм: 1, 3 — 32, 2 — 41; $\omega/2\pi$, ГГц: 1 — 63, 2, 3 — 28.3.

На рис. 1 показано изменение эффекта Фарадея при изменении размеров $2D$ -системы. Приведенные на нем зависимости получены на разных участках одного образца. Первая зависимость характерна для эффекта Фарадея в неограниченной $2D$ -системе: при увеличении H сигнал возрастает от 0 до максимального значения при $\omega_c \tau \approx 1$ и затем спадает, как H^{-1} , в сильных полях, в области $H \approx 32$ кЭ на зависимости проявляется плато (фактор заполнения $\nu=4$). Следует отметить, что это плато полностью разрушается при $\omega/2\pi \geq 60$ ГГц, плато с большими ν в исследуемом диапазоне частот практически не наблюдаются [5]. Зависимости для системы $2D$ -дисков ведут себя по-другому. На них, как и ожидалось, возникает резонансный максимум. Положение максимума несколько различно для кривых 2 и 3. Поведение зависимостей до максимума резко различается, а после максимума практически совпадает с поведением соответствующих зависимостей в $2D$ -слое обычных размеров. Так же резонансным образом изменяется пропускание системы $2D$ -дисков (рис. 1, кривая 4). Положение минимума в пропускании совпадает с положением максимума на кривой 2.

На рис. 2 показано поведение резонансного эффекта Фарадея при изменении основных параметров эксперимента — частоты излучения и диаметра $2D$ -дис-

ков: с увеличением ω и d значение H , соответствующее максимуму, уменьшается, и наоборот. Опыты с изменением концентрации показали, что с увеличением n значение H_R возрастает. Такое поведение экспериментальных зависимостей качественно согласуется с поведением $\omega'_p(H, P, n)$ [3, 4]. Этот факт, а также согласие значений H_R с результатами, полученными экстраполяцией данных из [4], позволяют заключить, что резонансный эффект Фарадея возникает из-за возбуждения КМП в 2D-дисках. Это дает возможность использовать его для

изучения свойств КМП, а следовательно, и динамических свойств 2D-электронного газа.

В настоящий момент нет полной ясности относительно количественного описания спектров КМП в образцах конечных размеров. Опубликованные расчеты резонансных частот для дисков значительно различаются [6-9]. Полученные нами результаты позволяют до некоторой степени прояснить этот вопрос.

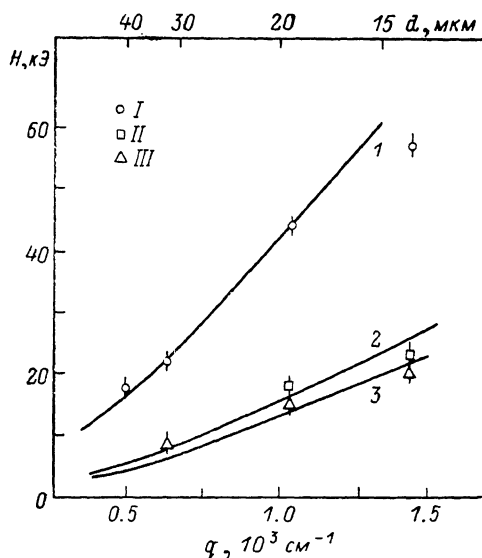


Рис. 3. Положение резонансного максимума на зависимости $\{\theta^2(H) + \delta^2(H)\}$ для разных значений волнового вектора $q = 2\pi/P$ ($P = \pi d$) и частоты $\omega/2\pi$. ГГц: I, 1 — 28.3, II, 2 — 56.5, III, 3 — 63. 1-3 — расчет.

На рис. 3 приведены значения H_R , соответствующие максимуму на зависимости $(\Theta^2(H) + \delta^2(H))$, измеренные при разных значениях ω и d . Там же приведены расчетные кривые, построенные в предположении, что при H_R $\omega'_p(H_R) = \omega$. Для расчета ω'_p использовалось дисперсионное уравнение [10]

$$\omega_p = \frac{2q\sigma_{yx}(\omega_p)}{\varepsilon} \ln \left(\frac{2.72\omega_p \varepsilon}{\pi i \sigma_{xx}(\omega_p) q} \right), \quad (1)$$

где ω_p — комплексная частота КМП, ε — эффективная диэлектрическая проницаемость. Вместе с (1) использовалось условие $q = 2\pi/P$. Это справедливо при $|q2\pi\sigma_{xx}(\omega_p)/\omega_p\varepsilon| \ll 1$ [6].

При расчете $\sigma_{ij}(\omega, H)$ использовалась модель Друде, для которой время релаксации находилось из положения максимума эффекта Фарадея в 2D-слое обычных размеров. Значение $\varepsilon = (\varepsilon_{\text{GaAs}} + \varepsilon_{\text{He}})/2 \approx 7$. Видно неплохое согласие между экспериментом и расчетом. Расчеты по формулам работ [7-9] дают существенно большее расхождение с экспериментом ($\sim 50\%$).

Л и т е р а т у р а

- [1] Волков В. А., Галченков Д. В., Галченков Л. А., Гродненский И. М., Матов О. Р., Михайлов С. А., Сеничкин П. А., Старостин К. В. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 5, с. 255—257.
- [2] Kuchar F., Meisels R., Weiman G., Schlapp W. — Phys. Rev. B, 1986, v. 33, N 4, p. 2965—2967.
- [3] Волков В. А., Галченков Д. В., Галченков Л. А., Гродненский И. М., Матов О. Р., Михайлов С. А. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 44, в. 11, с. 510—513.
- [4] Галченков Л. А., Гродненский И. М., Камаев А. Ю. — ФТП, 1987, т. 21, в. 12, с. 2197—2200.
- [5] Галченков Л. А., Гродненский И. М., Костовецкий М. В., Матов О. Р. — Письма ЖЭТФ, т. 46, в. 11, с. 430—432.
- [6] Михайлов С. А. — Автореф. канд. дис. М., 1986.
- [7] Allen S. J., Jr., Störmer H. L., Hwang J. C. M. — Phys. Rev. B, 1983, v. 28, N 8, p. 4875—4877.
- [8] Тальянский В. И. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 2, с. 96—98.
- [9] Fetter A. L. — Phys. Rev. B, 1986, v. 33, N 8, p. 5221—5227.
- [10] Волков В. А., Михайлов С. А. — Письма ЖЭТФ, 1985, т. 42, в. 11, с. 450—453.