

ЭФФЕКТ ШУБНИКОВА – ДЕ ГААЗА В ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ В УСЛОВИЯХ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Д.В.Галченков, И.М.Гродненский, О.Р.Матов, Т.Н.Пинскер, К.В.Старостин

Обнаружено, что экспериментальные результаты по эффекту Шубникова – де Гааза в двумерной электронной системе в не слишком сильных магнитных полях при наличии квантования холловского сопротивления не согласуются с существующими теориями.

Эффект Шубникова – де Гааза (ЭШдГ) широко используется для изучения свойств двумерного электронного газа (ДЭГ) ¹. Из исследований этого эффекта в слабом магнитном

поле ($\omega_c \sim \Gamma$, Γ – ширина уровня Ландау) можно найти величину Γ , характеризующую степень неупорядоченности двумерной системы в магнитном поле. В последнее время в связи с открытием квантового эффекта Холла ² актуальность этих исследований значительно возросла. В ³, например, значение Γ использовали для изучения связи неупорядоченности ДЭГ с дробным квантовым эффектом Холла ⁴. При этом, однако, возникает вопрос о степени пригодности теории ЭШДГ для описания эксперимента в условиях квантового эффекта Холла.

В данной работе исследован ЭШДГ в двумерной электронной системе в не слишком сильных магнитных полях (тем не менее достаточных для наблюдения квантового эффекта Холла), и показано, что обычно применяемые для описания ЭШДГ в ДЭГ теории ^{5,6} не согласуются с экспериментом.

Измерения проводились на гетероструктурах GaAs – Al_{0,3}Ga_{0,7}As, полученных методом жидкофазной эпитаксии ⁷. Образцы для исследований отбирались на основании выполнения на плато холловского сопротивления равенства $\rho_{xy} = h/ie^2$ для $i = 4$ (точность измерений $\sim 1\%$). Образцы имели вид холловских мостиков с четырьмя потенциальными зондами, измерения проводились на постоянном токе.

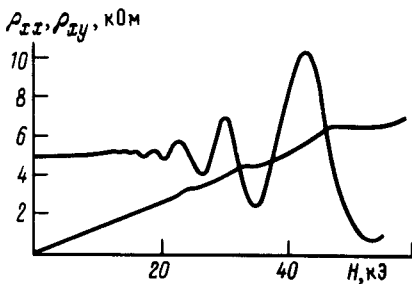


Рис. 1. Зависимость диагональной ρ_{xx} и холловской ρ_{xy} компонент тензора сопротивления от магнитного поля. $T = 4,12$ К

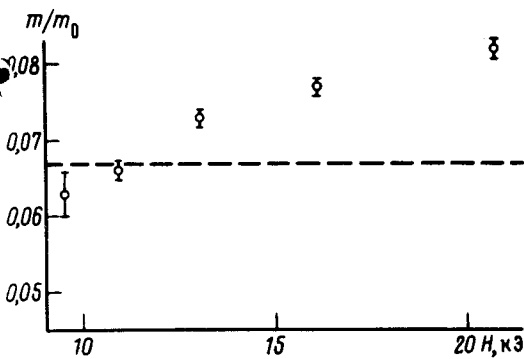


Рис. 2. Зависимость эффективной массы m от магнитного поля. Пунктиром показано значение $m^* = 0,067m_0$

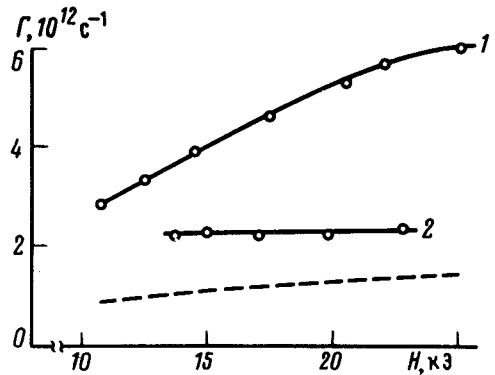


Рис. 3. Зависимость ширины уровня Ландау Γ от магнитного поля

На рис. 1 представлены зависимости диагональной ρ_{xx} и холловской ρ_{xy} компонент тензора сопротивления от нормального к плоскости ДЭГ магнитного поля H для одного из исследуемых образцов при $T = 4,12$ К. В интервале $10 < H < 35$ кЭ осцилляции ШДГ практически синусоидальны, в этом же диапазоне полей наблюдается квантование холловского сопротивления: при $H \approx 24$ кЭ ($i = 8$) и ≈ 34 кЭ ($i = 6$).

Попытка использовать для интерпретации полученных результатов теорию ⁵ приводит к противоречию. Фактор Дингла, описывающий затухание амплитуды осцилляций вследствие столкновительного уширения уровней, согласно ⁵, имеет вид $\exp\{-\frac{\pi}{\omega_c \tau_p}\}$, где τ_0 – вре-

мя релаксации в отсутствие магнитного поля. Определяемое же на эксперименте из полевой зависимости амплитуды осцилляций время релаксации отличается от τ_0 в ~ 10 раз. Аналогичное, но меньшее по величине расхождение теории с экспериментом ранее наблюдалось в инверсионных слоях на поверхности кремния ^{8,9}. Поэтому в работе использовалась более поздняя теория ЭШДГ для двумерной системы ⁶, в которой выражение для продольной проводимости σ_{xx} получено при $\omega_c \sim \Gamma$ с учетом рассеяния на примесях и акустических фононах, а также электрон-электронного взаимодействия.

Согласно ⁶

$$\sigma_{xx} = \frac{Ne^2 \tau}{m^*} \frac{1}{1 + (\tau_0 \Gamma)^2} \left\{ 1 + \frac{2 (\tau_0 \Gamma)^2}{1 + (\tau_0 \Gamma)^2} \frac{2 \pi^2 k T}{\hbar \tilde{\omega}_c} \cdot \operatorname{cosech} \left[\frac{2 \pi^2 k T}{\hbar \tilde{\omega}_c} \right] \exp \left[- \frac{\pi \Gamma}{\tilde{\omega}_c} \right] \cos \left[\frac{2 \pi^2 \hbar N}{m^* \omega_c} - \frac{\pi}{2} \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь N – поверхностная концентрация электронов, m^* – одночастичная эффективная масса, $\tilde{\omega}_c = eH/mc$, m – эффективная масса, перенормированная электрон-фононным и электрон-электронным взаимодействием, $\tau = \tau_0(\Gamma/\omega_c)$.

Из (1) следует, что затухание осцилляций ШДГ с температурой и из-за рассеяния зависит от величины m . Поэтому из температурной зависимости амплитуды осцилляций было получено значение m (рис. 2). Видно, что как и в ДЭГ на поверхности кремния ⁸, m отличается от m^* и зависит от H . Это указывает на влияние магнитного поля на процессы взаимодействия, определяющие перенормировку эффективной массы.

На рис. 3 приведены зависимости ширины уровня Ландау Γ от магнитного поля. Кривая 1 – результат вычисления Γ из монотонной зависимости σ_{xx} от H с помощью (1). Величина τ_0 , входящая в (1), определялась из измерений подвижности при $H = 0$ и составляла $2,2 \cdot 10^{-12}$ с; значение N равнялось $3,36 \cdot 10^{11}$ см⁻². Кривая 2 получена при вычислении Γ из амплитуды осцилляций σ_{xx} с учетом экспериментальной зависимости $m(H)$. Из рисунка видно, что значения Γ , рассчитанные из монотонной и осциллирующей частей σ_{xx} , различаются приблизительно в два раза, что выходит далеко за пределы ошибок эксперимента. Кроме того, имеется качественное различие в зависимостях $\Gamma(H)$, определенных из одного и того же выражения (1) для $\sigma_{xx}(H)$.

На рис. 3 пунктиром показана также зависимость Γ от H , вычисленная по формуле $\Gamma = \sqrt{(2/\pi)} (\omega_c/\tau_0)^{5/6}$, описывающей уширение уровня Ландау при рассеянии на короткодействующем примесном потенциале.

Значительное отличие всех трех зависимостей $\Gamma(H)$ друг от друга указывает, по всей видимости, на то, что в сравнительно слабо неупорядоченном ДЭГ (подвижность $(5 - 6) \cdot 10^4$ см²/В·с) заметный вклад в уширение уровня Ландау дает рассеяние на крупномасштабных флуктуациях потенциала. Полученные результаты, кроме того, позволяют предположить, что несоответствие эксперимента и существующих теорий ^{5,6} обусловлено также и тем, что в ^{5,6} при расчете σ_{xx} не учитывается локализация электронов в хвостах плотности состояний на уровнях Ландау, ответственная за существование квантового эффекта Холла.

Авторы благодарны М.И.Елинсону за постоянное внимание и поддержку работы, В.А.Волкову за обсуждение результатов, А.В.Щемету за помощь в проведении измерений и обработке результатов.

Литература

1. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437.
2. Von Klitzing K., Dorda G., Pepper M. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 494.
3. Paalanen M.A., Tsui D.C., Gossard A.C., Hwang J.C.H. Sol. State Comm., 1984, 50, 841.

4. *Tsui D.C., Störmer H.L., Gossard A.C.* Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 1559.
5. *Ando T., Uemura Y.* J. Phys. Soc. Japan, 1974, 37, 1233.
6. *Grabowski M., Madhukar A.* Surf. Sci., 1982, 113, 276.
7. *Волков В.А., Галченков Д.В., Гродненский И.М., Старостин К.В.* Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 371.
8. *Fang F.F., Fowler A.B., Hartstein A.* Phys. Rev., 1977, B16, 4446.
9. *Nicholas R.J., Stradling R.A., Tidey R.J.* Solid State Comm., 1977, 23, 341.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 сентября 1984 г.
