

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Крещук А. М., Лауре Е. П., Полянская Т. А.,
Савельев И. Г., Сайдашев И. И., Семашко Е. М.

Исходя из анализа влияния тока I и температуры T на ширину холловских плато с числами заполнения $i=4$ и 6 при точности эксперимента 0.3 и 0.03% сделан вывод о применимости понятия «электронная температура» $T_e > T$ в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). При этом зависимость $T_e(I)$ с точностью эксперимента совпадает с зависимостями, полученными в слабом магнитном поле или в его отсутствие. Высказано предположение, что возможной причиной этого является инжекция «горячих» носителей из приконтактных областей, где холловское напряжение закорочено токовыми контактами и условие КЭХ не выполняется.

Наиболее интересным эффектом, связанным с двумерным (2М) характером движения электронов, является квантовый эффект Холла (КЭХ). Влияние величины электрического тока на этот эффект исследовалось в ряде работ [1-4], однако полная ясность в данном вопросе отсутствует. В наших предыдущих работах [5, 6] было показано, что понятие электронной температуры адекватно описывает действие электрического тока большой плотности на двумерный электронный газ (2МЭГ) на гетерогранице AlGaAs/GaAs как в отсутствие магнитного поля, так и в квантующем магнитном поле $\omega_c \tau \geq 1$, в котором наблюдаются осцилляции Шубникова—де-Гааза (ОШГ). Целью данной работы является выяснение вопроса о применимости понятия электронной температуры для описания влияния величины электрического тока на КЭХ. Этот вопрос ранее был поставлен при исследовании КЭХ в Si-МДП структурах [3] и в гетероструктурах AlGaAs/GaAs [4]. Результаты этих работ противоречат друг другу, а приведенных там экспериментальных данных недостаточно для уверенного ответа на поставленный вопрос. Так, в работе [4] исследование температурной и токовой зависимостей плато Холла осуществлялось в разных диапазонах температур электронов.

Измерения проводились на гетероструктуре AlGaAs/GaAs, выращенной молекулярно-лучевой эпитаксией. Образец имел форму двойного холловского креста длиной 3 мм, шириной 0.3 мм и расстояние между потенциальными контактами 0.5 мм. Его параметры при $T=4.2$ К были следующими: концентрация $n=3.83 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, подвижность $\mu=1.28 \cdot 10^5$ см 2 /В·с. Для решения сформулированной выше задачи измерялась ширина холловского плато ΔH , за которую принималась область, где с точностью 0.3 или 0.03% $R_H = \text{const}$, и исследовалось ее изменение при уменьшении температуры от 4.2 до 2.0 К, а также при $T=2.0$ К измерялась зависимость ΔH от тока I , протекающего через образец. Зависимость ширины плато с фактором заполнения $i=4$ и $R_H=(6.453 \pm \pm 0.005)$ кОм от температуры, измеренная в омическом режиме ($I=10$ мкА, плотность тока $j=3.3 \cdot 10^{-4}$ А/см), приведена на рис. 1, а. Отсутствие перегрева электронного газа контролировалось по ОШГ при $H < 1$ Т. Сравнение $\Delta H(T)$ (рис. 1, а) и $\Delta H(I)$ — зависимости ширины плато от тока в образце (рис. 1, б) позволяет с каждым значением тока через образец сопоставить эффективную температуру T_I . Для выяснения физического смысла величины T_I проводилось ее сравнение с электронной температурой T_e , определенной известным спосо-

бом — с использованием в качестве электронного термометра ОШГ при $H < 1$ Т. При этом, как следует из работы [5], зависимость температуры 2МЭГ в AlGaAs/GaAs от плотности электрического тока в исследуемом диапазоне температур может быть записана в виде $T_e^3 - T^3 \sim j^2$. Эта зависимость, полученная для исследованного образца при $H=0.88$ Т, показана на рис. 2 (точки 1). (Аналогич-

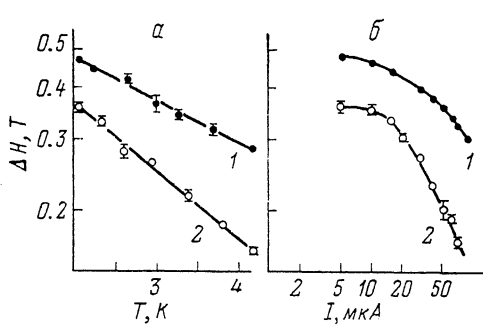


Рис. 1. Зависимость ширины холловского плато с фактором заполнения $i=4$ от температуры (а) и от электрического тока (б).

Зависимости получены при экспериментальной точности измерения плато, %: 1 — 0.3, 2 — 0.03.

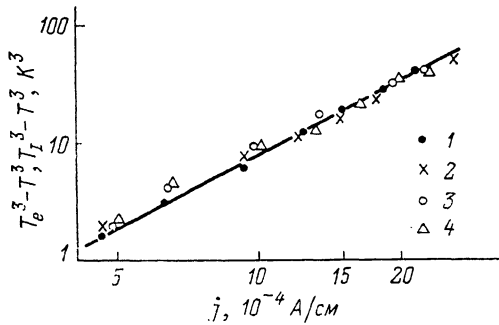


Рис. 2. Зависимость величин $T_e^3 - T^3$ и $T_I^3 - T^3$ от плотности электрического тока.

Электронная температура T_e определена при использовании в качестве электронного термометра амплитуды осцилляций Шубникова—де-Гааза при $H=0.88$ Т (1), величина T_I определена из сопоставления температурных и токовых зависимостей ширины плато с фактором заполнения i , равным 4 (2, 3) и 6 (4), с экспериментальной точностью 0.3 (2, 4) и 0.03 % (3).

ный вид зависимости $T_e(j)$ получается при использовании в качестве электронного термометра квантовых поправок к проводимости, т. е. в отсутствие магнитного поля [6]). На рис. 2 показана также зависимость величины $T_I^3 - T^3$ от j , полученная описанным выше способом по ширине плато КЭХ с фактором заполнения i , равным 4 (точки 2, 3) и 6 (точки 4). Видно, что эта зависимость в пределах погрешности эксперимента совпадает с зависимостью $T_e^3 - T^3$ от j , т. е. введенная нами величина T_I есть не что иное, как эффективная температура двумерного электронного газа. Таким образом, ширина холловского плато в режиме КЭХ может служить термометром для определения температуры сильно вырожденного 2МЭГ.

Здесь важно отметить, что на рис. 2 приведены данные для двух чисел за-

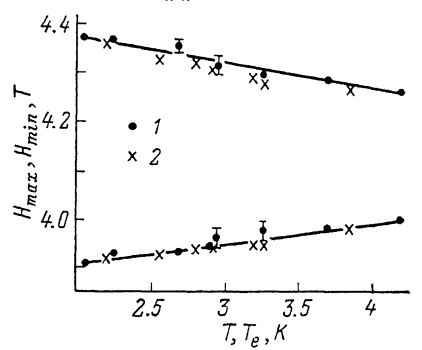


Рис. 3. Зависимость верхнего H_{max} и нижнего H_{min} краев холловского плато ($i=4$) от температуры решетки T (1) и температуры электронов T_e (2) при постоянной $T=2.05$ К.

полнения, т. е. сделанное выше утверждение не зависит от числа заполненных уровней Ландау. Кроме того, описанный анализ, проведенный также при повышенной на порядок точности измерений 0.03 %, дал тот же результат (рис. 2, точки 3), несмотря на эффективное уменьшение ширины плато по сравнению с тем, что наблюдалось при меньшей точности (рис. 1).

Дополнительным подтверждением применимости понятия «электронной температуры» в режиме КЭХ может служить анализ влияния температуры и электронного разогрева отдельно на верхний H_{max} и нижний H_{min} края квантового плато. На рис. 3 точками показано изменение краев плато в зависимости от температуры T . Видно, что сужение плато при возрастании T происходит быстрее у верхнего края (H_{max}), чем у нижнего (H_{min}). Такое несимметричное изменение плато часто наблюдается на образцах с высокой подвижностью электронов [7] и, как правило, объясняется наличием хвостов плотности состояний

на уровне Ландау [8, 9]. По этой модели более быстрое изменение верхнего края плато свидетельствует о наличии хвоста плотности состояний уровня Ландау со стороны больших энергий и связано с преимущественным рассеянием электронов на остаточных примесях в GaAs.

На рис. 3 приведены также данные по влиянию тока на края квантовых плато (точки 2), построенные в виде зависимостей от $T_e \equiv T_I$, определенной из рис. 2. Видно, что в пределах экспериментальной ошибки зависимости краев плато от температуры решетки T и электронной температуры T_e совпадают. Таким образом, приведенные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что электронная температура, превышающая температуру решетки, является хорошим (достаточным) параметром для описания воздействия не очень сильного электрического тока на ширину квантового холловского плато.

Удивительным является тот факт, что в режиме КЭХ, когда проводимость образца носит бездиссипативный характер ($\sigma_{xx} \simeq 0$), зависимость $T_e(j)$ совпадает с полученной в значительно более слабом магнитном поле или при его отсутствии. Возможной причиной этого является инжекция разогретых носителей из приконтактных областей, где холловское напряжение закорочено токовыми контактами и условие КЭХ не выполняется. Подтверждением этой модели можно считать наблюдаемое в работе [10] существенное превышение уровня шума в режиме КЭХ над расчетным уровнем джонсоновского шума, соответствующего экспериментальному значению σ_{xx} .

Авторы благодарны Ю. В. Шмарцеву, С. В. Козыреву и А. Я. Шиху за полезные обсуждения, а также М. В. Егоровой за подготовку образцов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Заварицкий В. Н., Анзин В. Б. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 38, в. 5, с. 249—250.
- [2] Пудалов В. М., Семенчинский С. Г. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, в. 10, с. 474—476.
- [3] Герасимов Н. П., Козырев С. В., Потапов С. В., Славинская Н. С., Сологуб В. В., Шмарцев Ю. В. — В кн.: Тез. докл. XXIV Всес. совещ. по физике низких температур, ч. II. Тбилиси, 1986, с. 145—146.
- [4] Sakaki H., Hirakawa K., Yoshino J. et al. — Surf. Sci., 1984, v. 142, N 2, p. 306—313.
- [5] Блюмина М. Г., Денисов А. Г., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Сеничкин А. П., Шмарцев Ю. В. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 44, в. 5, с. 257—260.
- [6] Савельев И. Г., Полянская Т. А., Шмарцев Ю. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 2096—2099.
- [7] Hwang R. J., von Klitzing K., Ploog K. — Phys. Rev. B, 1987, v. 35, N 11, p. 5933—5935.
- [8] Ando T. — J. Phys. Soc. Japan, 1984, v. 53, N 9, p. 3126—3135.
- [9] Ono Y. — J. Phys. Soc. Japan, 1984, v. 53, N 7, p. 2342—2349.
- [10] Yashihiro K., Kinoshita K., Inagaki K. et al. — In: Yamada Conf. XIII Electron. Prop. Two-Dimensional Systems (EP2DSVI). Kyoto, Japan, 1985, p. 147—153.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 17.05.1988
Принята к печати 2.06.1988