

Квантовый эффект Холла в одномодовой проволоке

© З.Д. Квон[¶], Е.Б. Ольшанецкий, М.И. Катков, А.Е. Плотников, М. Кассе*,
Ж.К. Портал⁺, А.И. Торопов, Н.Т. Мошегов

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

* Лаборатория сильных магнитных полей CNRS, В.Р. 166,
F-38042 Гренобль, Франция

⁺ INSA-Toulouse,
F-31077 Тулуза, Франция

(Получена 8 февраля 1999 г. Принята к печати 13 апреля 1999 г.)

Впервые изучен квантовый эффект Холла в одномодовой проволоке. Установлено, что в магнитных полях, при которых магнитная длина становится меньше ширины проволоки, наблюдается хорошо выраженное квантование холловского сопротивления для факторов заполнения $i = 1, 2$. Обнаружено нарушение пропорциональности по магнитному полю в расположении как плато холловского квантования, так и минимумов диссипативной проводимости.

Вопрос о поведении квантового эффекта Холла (КЭХ) в проволоках и точечных контактах является одним из интересных в изучении этого эффекта. Однако до настоящего времени он далек от всестороннего изучения. Известно несколько работ [1–3], посвященных экспериментальному исследованию КЭХ в проволоках. Объектом исследования во всех этих работах были широкие проволоки, когда их ширина W намного превышала длину волны электрона, т.е. фактически в этих работах изучался КЭХ в ситуации, мало отличающейся от макроскопической с точки зрения энергетического спектра, и все эффекты, анализируемые в [1,2], рассматривались в ситуации, когда ширина проволоки в значительной степени превышала длину волны электрона. В данной работе впервые проведено исследование КЭХ в одномодовой квантовой проволоке, когда ситуация является в каком-то смысле противоположной, т.е. ширина проволоки такова, что в нулевом магнитном поле она представляет собой проводящий канал, в котором электронами заполнена только основная подзона размерного квантования. На первый взгляд существование КЭХ в такой проволоке невозможно. Однако если учесть, что одномодовая проволока имеет конечную ширину порядка λ , то можно предположить, что в магнитных полях, когда магнитная длина $l_h < \lambda$, КЭХ все же будет иметь место. Цель данной работы — проведение экспериментальной проверки указанного предположения и изучение возможных особенностей КЭХ в одномодовой квантовой проволоке.

Экспериментальные образцы, изученные в данной работе, представляли собой проволоки, свернутые в кольцо и снабженные потенциометрическими контактами, которыми служили такие же проволоки (см. вставку к рис. 1). Они были изготовлены на основе двумерного электронного газа с высокой подвижностью на гетерогранице AlGaAs/GaAs с толщиной спейсера 60 нм. Концентрация электронов и подвижность составляли $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ соответственно. Затем на структуру напылялся металлический затвор TiAu.

Он использовался для того, чтобы изменять ширину проволоки. В работе измерялись диссипативное R_L (R_{1234} или R_{1256}) и холловское сопротивление R_H (R_{1235} или R_{1246}) описанных образцов. Измерения проводились при

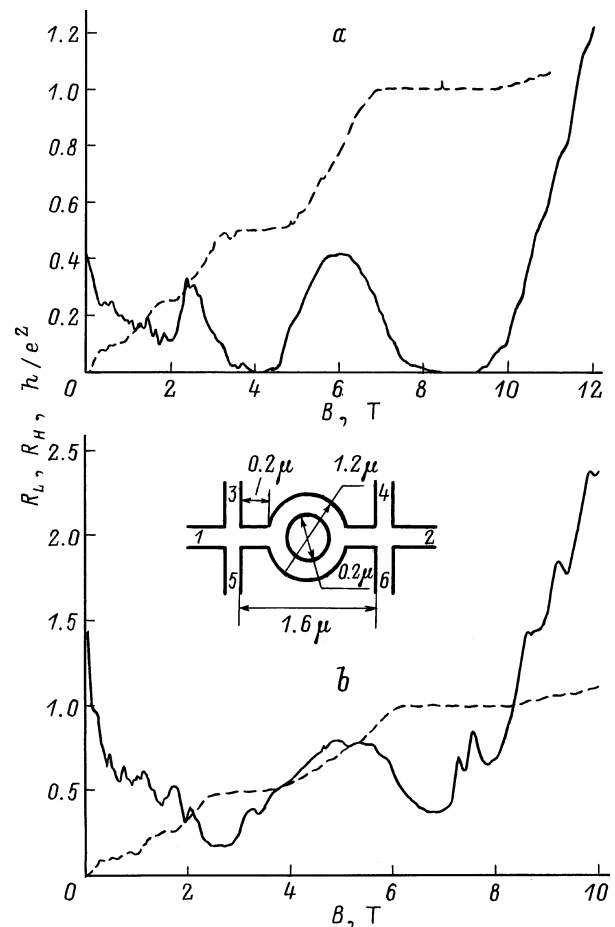


Рис. 1. Диссипативное (R_L , сплошные линии) и холловское (R_H , штриховые линии) сопротивления при различных напряжениях на затворе V_g , мВ: *a* — 630, *b* — 580. Вставка показывает схематичное изображение геометрии экспериментальных образцов.

[¶] E-mail: kvon@thermo.isp.nsc.ru

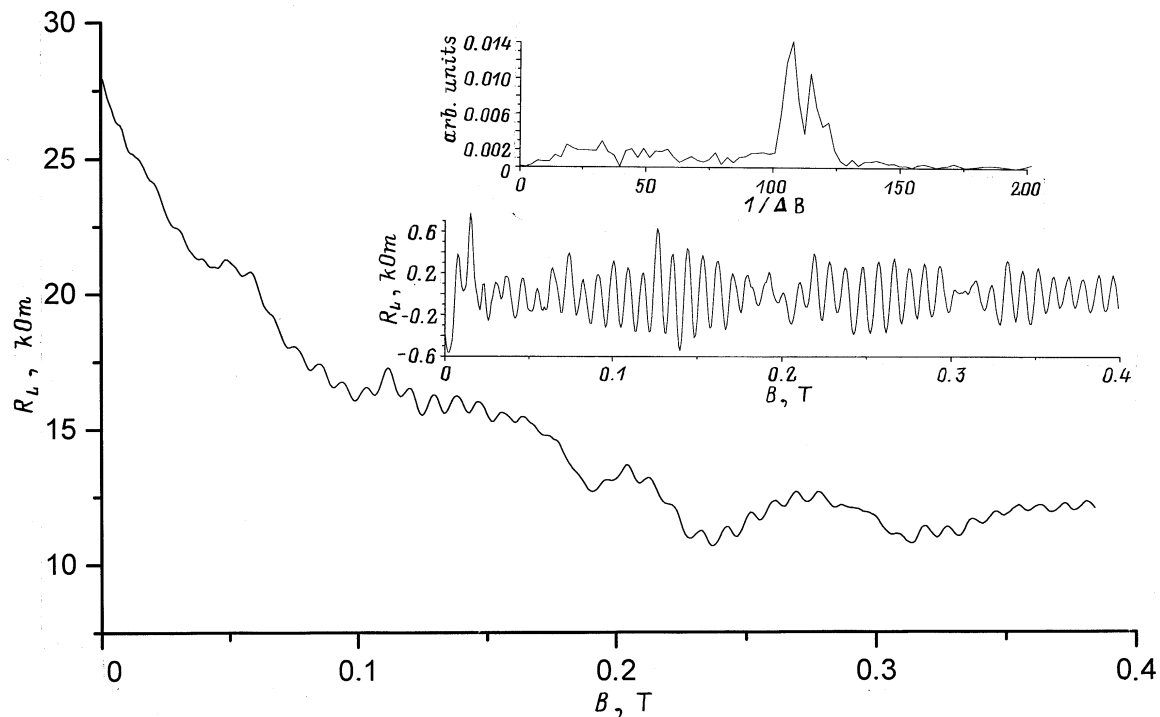


Рис. 2. Зависимость диссипативного сопротивления структуры $R_L(B)$ в слабых магнитных полях. На вставках даны та же зависимости без постоянной составляющей и ее фурье-спектр.

температуре 40 мК в магнитных полях до 15 Тл. Величина измерительного тока была равна 0.1–1 нА, чтобы исключить эффекты разогрева. Следует отметить, что все исследованные образцы при отсутствии смещения на затворе были закрыты, и проводящий канал появлялся только при приложении положительного смещения к затвору.

На рис. 2 показаны результаты измерения осцилляций Ааронова–Бома одной из описанных структур при $V_g = 455$ мВ и $T = 30$ мК. Видно, что амплитуда этих осцилляций не имеет однородного характера по магнитному полю, а отмечена биениями. Это хорошо видно из вставки к рис. 2, на которой показаны те же осцилляции, но без постоянной составляющей. Факт биений также подтверждается фурье-спектром, приведенным там же. Как было установлено в работах [3,4], наличие биений осцилляций Ааронова–Бома является важным свидетельством одномерности проволоки, из которых изготавливается кольцо. Биения обусловлены снятием вырождения по часовой и против часовой стрелки в кольце конечного размера магнитным полем. Помимо указания на одномерность, биения, точнее их частота, позволяют также оценить ширину проволоки, которая по порядку величины равна 40–60 нм, т.е. длине волны электрона в исходном двумерном газе. Таким образом, описанные выше осцилляции Ааронова–Бома позволяют более или менее однозначно говорить об одномерности исследуемых проволок, когда сопротивление проволоки при $B = 0$ превышает 20 кОм.

На рис. 1 показаны типичные результаты измерения холловского (R_H) и диссипативного (R_L) сопротивлений проволок в сильных магнитных полях. Кривые приведены для двух значений затворного напряжения $V_g = 630$ мВ (а) и $V_g = 580$ мВ (б). Рассмотрим вначале зависимости на рис. 1, а, соответствующие большему положительному смещению и, фактически, большей ширине проволоки. Прежде всего видно, что сопротивление проволоки R_L в нулевом магнитном поле равно 11.2 кОм, что может свидетельствовать о заполнении по крайней мере двух одномерных подзон. В этом случае уже в магнитных полях $B > 2$ Тл наблюдается хорошо выраженное квантование холловского сопротивления для факторов заполнения $i = 4, 2$ и 1 и соответствующие ему минимумы R_L . Наблюдение плато с $i = 4$ подтверждает сделанное выше предположение о неодномодовости проволоки при $V_g = 630$ мВ. С ростом магнитного поля ширина плато и соответственно ширина и глубина минимумов в R_L растут, как это обычно и наблюдается в макроскопических образцах и широких проволоках. Также наблюдаются флуктуации сопротивления, имеющие мезоскопическую природу и характерные для проволок субмикронных длин. Перейдем теперь к анализу кривых на рис. 1, б, соответствующих более низкому значению затворного напряжения и фактически меньшей ширине проволоки. Они представляют особый интерес. Сопротивление проволоки в отсутствие магнитного поля для этого состояния образца равно 37 кОм, что свидетельствует уже о реализации одномерного режима. Как видно, в сильном

магнитном поле наблюдаются отчетливо выраженные плато холловского квантования для факторов заполнения $i = 2$ и $i = 1$. Если провести более детальное сравнение и анализ кривых на рис. 1, *a* и *b*, наблюдается два неожиданных эффекта: во-первых, несмотря на исчезновение глубоких минимумов, когда величина R_L^{\min} на несколько порядков ниже R_L^{\max} (на рис. 1, *b* значение R_L в минимуме больше величины R_L в максимуме всего лишь в 2–3 раза), на зависимости $R_H(B)$ плато холловского квантования для одних и тех же факторов заполнения практически ничем не отличаются от таких же на рис. 1, *a*. Во-вторых, положение середины плато уже не пропорционально фактору заполнения: середина первого плато, соответствующего $i = 2$, находится при $B = 3.2$ Тл, а середина плато, соответствующего $i = 1$, при $B = 7$ Тл. Таким образом, приведенные экспериментальные результаты показывают, что холловское квантование в одномодовой проволоке субмикронной длины имеет ряд особенностей, не укладывающихся в стандартную картину КЭХ. Обсудим кратко возможные причины такого поведения. Очевидно, что анализ КЭХ в одномодовой проволоке необходимо проводить на языке краевых токовых состояний (КТС), хорошо описывающем поведение КЭХ в ограниченных проводниках [4,5]. С точки зрения теории КТС объяснение описанных аномалий в поведении КЭХ в одномодовой проволоке можно искать в следующем. При введении краевых токовых состояний всегда неявно предполагается, что ширина проводника такова, что в нем можно провести четкое разделение состояний на объемные локализованные состояния и краевые, переносящие ток. Это разделение приводит к однозначному соответствию между положением плато холловского квантования и фактором заполнения, которое и наблюдается в экспериментах на широких проволоках [1,2]. Оно также подавляет обратное рассеяние между КТС, приводя к квантованию R_H и занулению R_L . В одномодовой проволоке такое разделение провести невозможно. Вероятно, это и приводит к особенностям КЭХ в такой проволоке. Все же исчерпывающее объяснение результатов, описанных в данной работе, требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

Работа выполнена при поддержке грантов 98-1101, программы МНТП "Физика твердотельных наноструктур" и NTECH.LG 971304, программы NATO Linkage.

Список литературы

- [1] H.Z. Zhang, K.K. Choi, D.C. Tsui, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., **55**, 1144 (1985).
- [2] J.A. Simmons, S.W. Hwang, D.C. Tsui, H.P. Wei, L.W. Engel, M. Shayegan. Phys. Rev. B, **44**, 12 933 (1991).
- [3] W.-C. Tan, J.C. Inkson. Phys. Rev. B, **53**, 6947 (1996).
- [4] A.A. Bykov, Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky. Proc. 22 Int. Symp. on Compound Semiconductors (Cheju Island, Korea, 1996) p. 909.
- [5] M. Buttiker. Semiconductors and semimetals (1992) v. 35, p. 191.

Редактор Т.А. Полянская

Quantum Hall effect in a single mode wire

Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, M.I. Katkov,
A.E. Plotnikov, M. Casse*, J.C. Portal⁺, A.I. Toropov,
N.T. Moshegov

Institute of Semiconductor Physics,
Russian Academy of Sciences, Siberian Branch,
630090 Novosibirsk, Russia

* High magnetic field laboratory CNRS,
F-38042 Grenoble, France
⁺ INSA–Toulouse,
F-31077 Toulouse, France

Abstract Quantum Hall effect in single mode wires has been studied for the first time. In magnetic fields, where the magnetic length is less than the width of the wire, we found a well pronounced Hall resistance quantisation for filling factors $i = 1, 2$. A violation of the proportionality in the positions of both the quantum Hall plateaux and dissipative conductivity minima was observed.