

ИЗМЕРЕНИЕ ЗАРЯДА ИНВЕРСИОННОГО СЛОЯ МДП-СТРУКТУРЫ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.М.Пудалов, С.Г.Семенчинский, В.С.Эдельман

Показано, что заряд двумерного слоя Q_s , в условиях квантового эффекта Холла, в первом приближении пропорционален напряжению на затворе V_g . При изменении магнитного поля заряд Q_s (при $V_g = \text{const}$) или потенциал затвора U_g (при $Q_s = \text{const}$), в моменты перехода уровня Ферми с одного уровня Ландау на другой, испытывает скачки, соответствующие энергетическому расщеплению уровней.

Для интерпретации результатов экспериментов на МДП-структурах необходимо знать, как связана концентрация квазичастиц n_s (или заряд $Q_s = n_s eS$) в двумерном (2М) слое со значениями внешних параметров – напряженностью магнитного поля H и напряжением на затворе V_g (e – заряд электрона, S – площадь 2М-слоя). Поскольку прямые измерения заряда ранее не производились, то обычно довольствуются тем, что предполагают выполненными зависимости^{1,2}:

$$n_s(V_g) \propto V_g - V_t$$

$$n_s(H) = \text{const}$$
(1)

(здесь $V_t \approx 0,1 - 1$ В – пороговое напряжение, определяемое состоянием конкретной структуры^{1,2}). Эти зависимости неплохо согласуются с измерениями эффекта Шубникова – де

Газа в квазиклассической области ³. Однако, в сильных полях и при низких температурах, т.е. в условиях наблюдения квантового эффекта Холла (КЭХ), для 2 М-слоя носителей можно ожидать отклонения от зависимостей (1) вблизи тех значений V_g или H , при которых уровень Ферми ϵ_F переходит с одного уровня Ландау на другой, получая приращение $\pm \Delta\epsilon$. Эта известная причина должна приводить, в частности к квантовым осцилляциям емкости затвор – 2 М-слой ⁴. Связанные с этим эффектом вариации n_s малы; действительно, их амплитуда $\delta n_s/n_H \sim \Delta\epsilon/(eV_g)$ имеет порядок 0,2% для типичных условий эксперимента $H = 10^5$ Э, $\Delta\epsilon \sim 1$ мэВ, $V_g = 5$ В (здесь n_H – концентрация состояний на уровне Ландау ¹). Можно ожидать также, что мала и ширина соответствующей области по оси V_g или по оси H : $\delta V_g \sim \Delta\epsilon/e \sim 10^{-4} V_g$, $\delta H \sim HkT/(2\nu e_F) \sim 5 \cdot 10^{-3} H$ (здесь, для оценки, положено $T = 1$ К и $\nu \equiv n_s/n_H = 4$).

В последнее время, однако, появился ряд теоретических работ ⁵⁻⁷, в которых делается попытка объяснения КЭХ с помощью предположения о ступенчатых зависимостях $n_s(V_g)$ и $n_s(H)$ вместо (1). Возможными физическими причинами ступенчатых зависимостей могли бы быть такие эффекты, как туннелирование носителей через потенциальный барьер в гетеропереходах ^{5,6} или перетекание их из 2 М-слоя в контакты стока и истока ⁷.

Из сказанного выше видна необходимость прямого измерения зависимостей $n_s(V_g)$ и $n_s(H)$ в условиях КЭХ. Ниже описаны первые результаты подобных экспериментов.

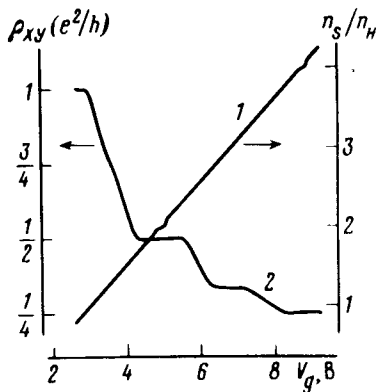


Рис. 1. Зависимость концентрации носителей n_s в 2М-слое – (1) и холловского сопротивления ρ_{xy} – (2) от напряжения на затворе V_g . Магнитное поле $H = 83,1$ кЭ, температура $T = 0,41$ К, $dV_g/dt \approx 1$ В/с

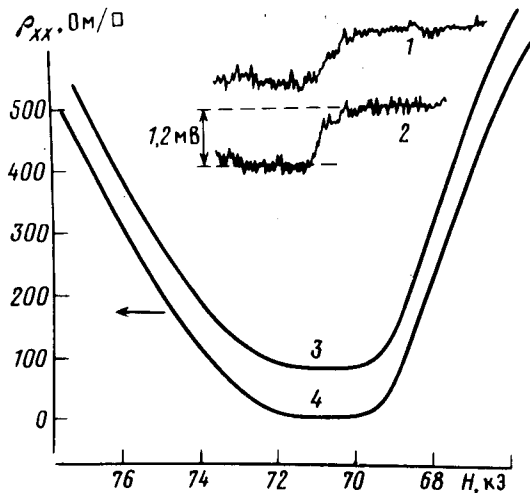


Рис. 2

Рис. 2. Изменение потенциала U_g "оторванного" затвора, предварительно заряженного до $V_g = 7$ В (кривые 1 и 2) и изменение удельного сопротивления ρ_{xx} (кривые 3 и 4) от магнитного поля вблизи $\nu = 4$. Кривая 3 – "оторванный" затвор ($n_s = \text{const}$), кривая 4 – затвор, соединенный с источником напряжения ($U_g = \text{const}$). Температура: 1 – $T = 1,48$ К, 2 – $T = 1,05$ К, 3 и 4 – $T = 0,4$ К. Кривая 3 для наглядности смещена вверх на 82 Ом/□

1. Измерение $Q_s(V_g)$. Нами исследовались Si-структуры МДП, с ориентацией поверхности (100). Благодаря большой площади канала ($0,8 \times 5$ мм²) емкость затвор-2М-слой составляла $\sim 7 \cdot 10^{-10}$ Ф, что позволяло измерять непосредственно ток I_g перезаряда этой емкости при свипировании H или V_g с постоянной скоростью. Изменение заряда на затворе определялось численным интегрированием тока $Q_g = \int I_g(t) dt$. Очевидно, изменение заряда инверсионного слоя, на интервале изменения V_g или H , $Q_s \approx -Q_g$. Специально проведенное измерение емкости затвора относительно контактов МДП-структуры при отсутствии инверсионного слоя ($V_g = 0$) показало, что эта емкость составляет менее 3% от емкости затвор – инверсионный слой; следовательно, с такой точностью справедливо записанное выше равен-

ство. Все приводимые ниже результаты относятся к области концентраций $\nu = 1 \div 4$. Типичное значение сопротивления ρ_{xx} в минимуме для использованных образцов составляло $< 10^{-3}$ Ом/□ при $T = 1$ К, $H = 90$ кЭ и $\nu = 4$.

На рис.1. изображена зависимость $n_s(V_g)$, измеренная при свипировании напряжения V_g со скоростью ~ 1 В/с при отсутствии тока в канале. Там же, для сравнения приведена зависимость $\rho_{xy}(V_g)$ (на которой видны плато $\rho_{xy} = h/(ve^2)$ при $\nu = 1, 2, 3, 4$ и тенденция к появлению плато при $\nu = 4/3$), измеренная при пропускании через канал тока 1 мкА. Функция $Q_s = en_s(V_g)S$ в первом приближении линейна. Это согласуется с (1) и с существующей концепцией локализации носителей 2 М-слоя на флуктуациях потенциала, приводящей к КЭХ¹. С другой стороны, из этого обстоятельства видно, что проводя традиционные измерения ρ_{xx} и ρ_{xy} нельзя получить информацию о зарядовом состоянии 2 М-слоя. При понижении температуры $< 1,4$ К вблизи середин плато ρ_{xy} на зависимости $Q_s(V_g)$ появляются небольшие вариации заряда $\delta Q_s / (en_H S) \sim 2\%$ (при $T = 0,4$ К), имеющие нестационарный характер (рис.1). Это явление есть предмет самостоятельного изучения и здесь не рассматривается.

2. Измерение $U_g(H)$. В этих опытах затвор МДП-структуры заряжался до потенциала V_g относительно 2 М-слоя и затем отсоединялся от источника напряжения. На рис.2 изображены вариации напряжения U_g затвор – контакт к 2 М-слою, измеренные электрометром при свипировании магнитного поля со скоростью 85 Э/с. Как и следовало ожидать, U_g испытывает скачок в момент, соответствующий прохождению полем середины минимума ρ_{xx} , т.е. в момент перехода ϵ_F с одного уровня Ландау на другой. Величина этого скачка ΔU_g слабо зависит от температуры, а его протяженность по оси H уменьшается с понижением T (кривые 1 и 2 на рис.2); это также согласуется с качественной оценкой, сделанной выше. Величина скачка потенциала есть прямая мера энергетической щели между соответствующими уровнями Ландау: $\Delta \epsilon = \Delta U_g e$. Найденное таким путем значение $\Delta \epsilon(\nu = 4) \cong 1,2$ мэВ имеет правильный порядок величины $\Delta \epsilon \sim \hbar \omega_c / 4$, где $\hbar \omega_c = 4,2$ мэВ – циклотронное расщепление в поле $H = 71$ кЭ. Экстраполируя к $\nu = 4$ и $H = 71$ кЭ результаты измерения энергии активации ρ_{xx}^{min} , выполненные в⁷, получаем близкое значение $\Delta \epsilon(\nu = 4) \sim 0,7$ мэВ.

Мы проводили также измерения $Q_s(H)$, при $V_g = \text{const}$, аналогичные описанным в разделе 1 измерениям $Q_s(V_g)$. Из них следует, что в первом приближении $Q_s(H) = \text{const}$; при понижении температуры возникают нестационарные вариации $\delta Q_s(H)$, аналогичные вариациям $\delta Q_s(V_g)$ – см. рис.1. В этих измерениях мы также наблюдали ступеньку $\Delta Q_s(H)$ при $V_g = \text{const}$, соответствующую ступеньке потенциала $\Delta U_g(H)$ при $Q_s = \text{const}$.

3. Влияние процессов заряда на форму $\rho_{xx}(H)$ и $\rho_{xy}(H)$. Как было видно из рис.1 и рис.2 в областях плато холловского сопротивления происходят вполне заметные отклонения Q_s ($\sim 2\%$) от зависимостей (1) и ступенчатое изменение потенциала $\Delta U_g(H)$. Возникает вопрос, как влияют вариации Q_s и U_g в процессе перезаряда МДП-структуры на форму минимумов ρ_{xx} и плато ρ_{xy} . На этот вопрос дают ответ проведенные нами измерения $\rho_{xx}(H)$ и $\rho_{xy}(H)$ при разных условиях: при постоянном потенциале затвора $U_g = \text{const}$ (кривая 3, рис.2) и при постоянном заряде $Q_s = \text{const}$ (кривая 4, рис.2), когда после заряда до потенциала V_g затвор отсоединялся от источника напряжения. Как ясно из предыдущего раздела, в этих случаях состояние электронов при свипировании поля изменяется различным образом. Тем не менее, обе кривые $\rho_{xx}(H)$ совпадают в пределах погрешности измерений, которая в этом опыте составляла ~ 1 Ом/□ (рис.2). В пределах той же погрешности не зависит от вариаций заряда и потенциала также и форма кривой $\rho_{xy}(H)$.

Итак, в данной работе мы показали возможность прямого изучения процессов заряда 2 М-слоя в квантующем магнитном поле, когда измерения компонентов тензора сопротивления не могут дать такой информации. Количественное измерение вариаций заряда или потенциала 2 М-слоя при изменении магнитного поля открывают возможность восстановить вид энергетической плотности состояний носителей 2 М-слоя в магнитном поле и, в частности, устано-

вить величины спинового и зонного расщепления уровней Ландау, которые иначе могут быть оценены лишь из трудоемких экспериментов⁸.

Первые полученные нами результаты сводятся к следующему: 1) зависимость $n_s(V_g)$ является линейной с точностью $\lesssim 2\%$, по крайней мере для условий, в которых проводился эксперимент ($H = 40 - 90$ кЭ, $T = 0,4 - 2$ К). С такой же точностью неизменна концентрация n_s при изменении H ; 2) сравнительно малые отклонения δn_s от зависимостей (1) возникают вблизи середины минимума ρ_{xx} (и середины плато ρ_{xy}); 3) вариации δn_s не оказывают влияния на результирующую форму плато ρ_{xy} и минимума ρ_{xx} ; 4) в моменты перехода уровня Ферми с одного уровня Ландау на другой на зависимостях $U_g(H)$ (при $Q_s = \text{const}$) и $Q_s(H)$ (при $U_g = \text{const}$) появляются ступеньки, высота которых соответствуют энергетическому расщеплению уровней.

Авторы благодарны М.С.Хайкину за внимание к работе, В.А.Гергелю, И.Я. Краснополюну — за обсуждения, Г.С.Чернышеву, Н.С.Иванову — за техническую помощь.

Литература

1. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г. Поверхность. Физика, химия, механика, 1984, № 4, 5.
2. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437.
3. Fowler A.B., Fang F.F., Howard W.E., Stiles P.J. J. Phys. Soc. Japan, 1966, 21, Supplement, 331.
4. Ohta K., Japanese J. Appl. Phys., 1971, 10, 850.
5. Baraff G.A., Tsui D.C. Phys. Rev. B., 1981, 24, 2274.
6. Bok J., Combescot M., Solid State Comm., 1983, 47, 611.
7. Reinecke T.L. In Proc. EP2DS-V, Oxford, 1983, p. 233.
8. Englert Th., von Klitzing K. Surf. Sci., 1978, 73, 70.

Всесоюзный
научно-исследовательский
институт метрологической службы
Госстандарта

Институт проблем
технологии микроэлектроники
и особо чистых материалов
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 апреля 1984 г.