

Тип второй подзоны размерного квантования дырок у поверхности Si(110): анизотропия спинового расщепления

С. И. Дорожкин¹⁾

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 11 ноября 2008 г.

Выполнены измерения магнетосопротивления для случаев заполнения одной и двух размерно-квантованных подзон дырок в кремниевых полевых транзисторах, созданных на поверхности Si (110). В обоих случаях обнаружена очень слабая чувствительность осцилляций Шубникова – де Гааза к компоненте магнитного поля, параллельной квазидвумерной системе. Этот результат указывает на то, что обе нижние подзоны размерного квантования образованы тяжелыми дырками. Для второй подзоны этот вывод расходится с широко принятой точкой зрения о том, что эта подзона в исследованной системе является основной подзоной легких дырок.

PACS: 73.40.-c, 73.43.-f

Дырочная система в кремниевых полевых транзисторах, создаваемых на кристаллографической поверхности (110), является одним из немногих квазидвумерных объектов, где удается легко достигать заполнения второй подзоны размерного квантования [1]. Значение поверхностной плотности дырок n , соответствующее началу заполнения, $n \gtrsim 2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, определяется формой потенциальной ямы около поверхности, которая зависит от концентрации легирующей примеси в объемном кремнии и от смещения на подложке [2] (электрического напряжения между объемом материала и двумерным каналом у поверхности). Не вызывает сомнений, что основная подзона размерного квантования в подавляющем числе полупроводниковых гетероструктур с квазидвумерными дырочными системами образована тяжелыми дырками, имеющими большую массу в направлении квантования z , перпендикулярном плоскости структур. Интенсивные исследования дырочных каналов в кремниевых полевых транзисторах, создаваемых на поверхности Si (110) [3–9], имели одним из своих результатов устоявшуюся точку зрения, что вторая подзона размерного квантования в этой системе является основной подзоной легких дырок. Главным основанием для такого заключения явились результаты численных расчетов [3–5] спектров размерного квантования в самосогласованном потенциале Хартри около поверхности Si(110), которые удовлетворительно описывали экспериментальные результаты [6–9] по межподзонным переходам. Согласно этим расчетам, нижайшая возбужденная подзона тяжелых дырок является третьей подзоной размерного

квантования (здесь и ниже мы будем считать энергию дырочных состояний положительными), а расстояние по энергии между донышками третьей и второй подзон в несколько раз меньше расстояния между донышками второй и нижайшей (первой) подзон. Сомнения в правильности принятой последовательности подзон были высказаны на основании экспериментальных результатов в работе [10] и затем проанализированы в теоретических работах [11, 12]. Отметим, что критическим фактором для получения той или иной последовательности подзон размерного квантования является выбор параметров Латтингхера, описывающих спектр дырок в объемном материале. Для дырок в кремнии даже в справочной литературе [13] фигурируют различающиеся значения таких параметров. В работе [12], одной из целей которой было объяснение результатов [1, 14] по биению осцилляций Шубникова – де Гааза (ОШдГ), также наблюдавшихся в полевых транзисторах на поверхности Si(110), для объяснения минимумов осцилляций в сильных магнитных полях при нечетных факторах заполнения потребовалось использовать набор параметров со значениями, усредненными по различным наборам, имеющимся в литературе. Такой выбор привел к изменению последовательности следования основной подзоны легких дырок и возбужденной подзоны тяжелых, так что последняя оказалась при нулевом волновом векторе в плоскости системы второй подзоны размерного квантования. Увеличение же волнового вектора дырочных состояний во второй подзоне до значений, типичных для экспериментальных условий приводил к изменению последовательности. Так что согласно расчетам [11] тип носителей во второй подзоне оказался зависящим от их волно-

¹⁾e-mail: dorozh@issp.ac.ru

вого вектора. Такой ответ [11] был получен как в приближении Хартри, так и при учете обменных и корреляционных эффектов в рамках метода функционала плотности Шэма и Кона. В данной работе будут приведены экспериментальные результаты в пользу того, что вторая подзона размерного квантования у поверхности Si (110) является возбужденной подзоной тяжелых дырок.

Широко принятая классификация подзон размерного квантования как подзон тяжелых и легких дырок относится к происхождению состояний на дне подзоны из объемного спектра и никак не характеризует эффективную массу носителей для движения в плоскости квазидвумерной системы. По этой причине более адекватным представляется характеризовать подзоны в терминах проекций полного углового момента \mathbf{J} на ось квантования (см., например, [15]): $J_z = \pm 3/2$ (тяжелые дырки) и $J_z = \pm 1/2$ (легкие дырки). Такая терминология тем более удобна, что зеемановское расщепление состояний вблизи дна подзон с хорошей степенью точности (в меру малости параметра Латтинжера q) определяется энергией взаимодействия $E = 2\mu_B\kappa(\mathbf{J}\mathbf{H})$ с магнитным полем \mathbf{H} соответствующего магнитного момента. Здесь μ_B – магнетон Бора, κ – параметр Латтинжера. Качественное различие между подзонаами размерного квантования тяжелых и легких дырок состоит в их поведении в наклонных магнитных полях. Как хорошо известно, орбитальное квантование спектра двумерных носителей определяется компонентой магнитного поля H_z , нормальной к плоскости двумерной системы (см., например, обзор [16]). Зеемановское же расщепление для двумерных электронов определяется полным магнитным полем H , а в случае дырок зависит от компоненты поля H_p , параллельной двумерной системе, совершенно по-разному для подзон тяжелых и легких дырок. Этот факт как раз и связан с разными величинами проекций момента J_z на ось квантования z для дырок разного типа. В случае тяжелых дырок зеемановское расщепление E_z очень слабо зависит от H_p [17–20]. Для подзон легких дырок, напротив, влияние параллельной компоненты поля на это расщепление оказывается больше влияния нормальной компоненты и в первом приближении может быть записано в следующем виде [18, 21]:

$$E_z = 2\kappa\mu_B\sqrt{H_z^2 + 4H_p^2} = 2\kappa\mu_B H_z \sqrt{1 + \tan^2 \theta}. \quad (1)$$

Для определения типа второй подзоны размерного квантования мы выполнили исследования влияния компоненты магнитного поля, параллельной квазидвумерной системе, на осцилляции Шубникова – де

Гааза от носителей в этой подзоне. В эксперименте проводились измерения магнетосопротивления в функции полного магнитного поля для различных углов θ между нормалью к плоскости двумерной системы и направлением поля. Угол θ мог плавно изменяться при помощи поворотного устройства, в котором был закреплен образец, и измеряться с точностью в 2° . Поскольку в случае заполнения одной подзоны размерного квантования положение ОШдГ определяется нормальной компонентой магнитного поля, угол θ может быть определен с большей точностью на основании экспериментальных данных путем совмещения экстремумов осцилляций, измеренных в перпендикулярном и наклонном полях, при их представлении в функции перпендикулярной компоненты магнитного поля H_z . Были исследованы образцы кремниевых полевых транзисторов, созданных на поверхности Si (110), с различной толщиной слоя окисла: 670 Å и 1100 Å. Максимальная подвижность дырок в образцах обоих типов составляла $3 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Полученные на разных образцах результаты для одинаковой поверхностной плотности дырок n были фактически идентичны. Основная часть исследований была выполнена в криостате с откачкой паров ${}^3\text{He}$, оснащенном сверхпроводящим соленоидом с магнитным полем до 12 Тл, при температуре 0.5 К. Отдельные измерения были сделаны в криостате растворения ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ при температуре до 50 мК в полях до 16 Тл. В обоих случаях образец находился в жидким гелием.

Записи ОШдГ для случая заполнения одной и двух подзон размерного квантования приведены на рис.1а и б, соответственно. При заполнении только нижней подзоны осцилляции периодичны по обратному магнитному полю и демонстрируют узел биения [1, 14] при $H_z \approx 4.5$ Тл (помечен стрелкой). В сильных магнитных полях справа от узла минимумы осцилляций находятся при нечетных значениях факторов заполнения спиновых подуровней $\nu = n/N_0$, а слева – при четных, что соответствует изменению фазы осцилляций на π . Здесь $N_0 = eH_z/hc$ – число состояний на одном спиновом подуровне на единицу площади двумерной системы. При заполнении двух подзон размерного квантования наблюдаются осцилляции двух сильно отличающихся периодов, соответствующих различным значениям плотности носителей в подзонах. На рис.1б длиннопериодные осцилляции, появляющиеся в полях $H > 2.5$ Тл, соответствуют квантованию энергетического спектра дырок во второй подзоне. Хорошо выраженные минимумы этих осцилляций соответствуют заполнению нечетного числа спиновых подуровней во второй подзоне

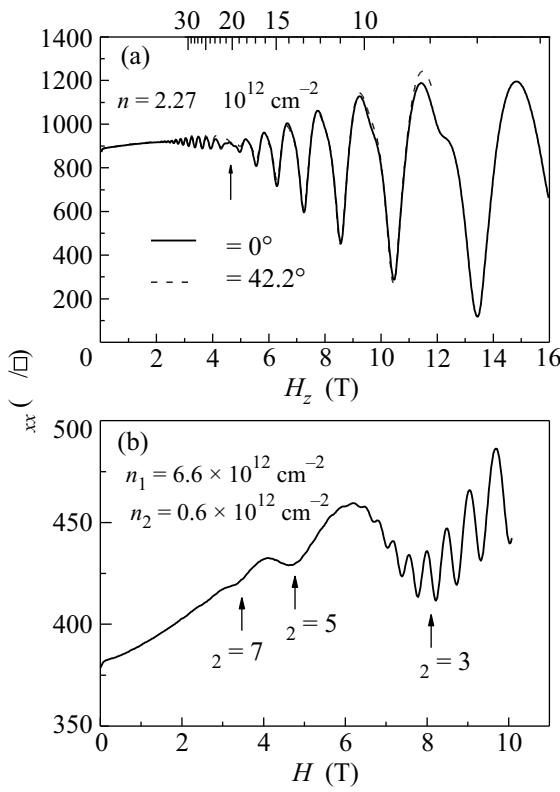


Рис.1. Зависимости от магнитного поля H удельного сопротивления ρ_{xx} двумерных дырочных каналов при двух различных плотностях дырок, указанных на рисунках. Данные на рис.(а) получены при заполнении только нижней подзоны размерного квантования при двух углах θ между направлением магнитного поля и нормалью к двумерной системе и представлены в функции компоненты поля H_z , параллельной нормали. Температура $T = 50$ мК. На верхней оси приведены значения фактора заполнения спиновых подуровней ν . На рис.(б) показаны результаты, полученные при заполнении двух подзон размерного квантования. Плотности дырок в нижней (n_1) и второй (n_2) подзонах, определенные из периодов ОШдГ, приведены на рис. Стрелками помечены положения минимумов осцилляций от носителей во второй подзоне. $T = 0.5$ К

$\nu_2 = 3, 5, 7$. При $H > 5.5$ Тл на низкочастотные осцилляции накладываются высокочастотные от дырок в нижней подзоне. Отметим, что пока амплитуды осцилляций малы, плотность дырок в каждой из подзон можно считать не зависящей от величины магнитного поля, так что наблюдаемые положения минимумов соответствуют целочисленному заполнению спиновых подуровней в каждой из подзон в соответствии с формулой $n_i = kN_0$. Здесь $i = 1, 2$, n_i – плотность дырок в соответствующей подзоне, а k – целое число (нечетное для осцилляций, наблюдающихся в больших магнитных полях по сравнению с положением

узла биения). В сильных магнитных полях, приводящих к хорошо выраженному квантованию энергетического спектра, в силу условия равенства электрохимических потенциалов носителей в обеих подзонах при изменении магнитного поля будет происходить перераспределение носителей между подзонами, в результате чего возникнет единый период осцилляций, определяемый полной плотностью носителей: $n = kN_0$. В исследованных образцах и использованных магнитных полях перераспределение носителей между подзонами незначительно и проявляется в небольшом отклонении от периодичности высокочастотных осцилляций.

Зависимость магнетосопротивления, измеренного в наклонном магнитном поле, от величины компоненты магнитного поля H_z , перпендикулярной двумерной системе, показана на рис.1а для заполнения одной подзоны и на рис.2 для заполнения двух подзон. В первом случае угол θ определялся путем совмеще-

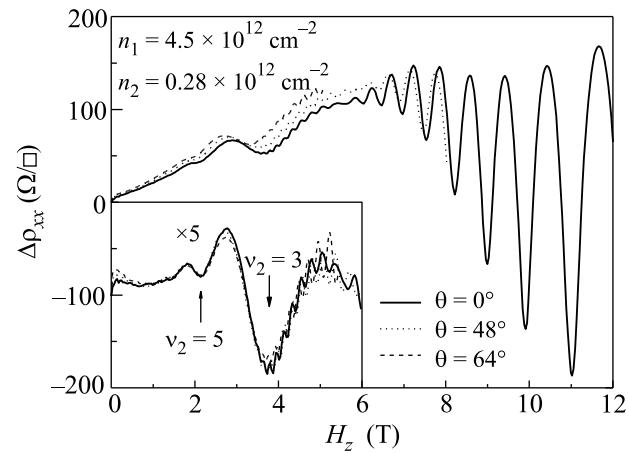


Рис.2. Зависимости удельного магнетосопротивления $\Delta\rho_{xx}$ от нормальной компоненты магнитного поля, определенной по отсчету поворотного устройства, в случае заполнения двух подзон размерного квантования. На вставке осцилляции от второй подзоны показаны после вычитания монотонного хода магнетосопротивления, увеличения масштаба по вертикальной оси в 5 раз и при небольшом изменении масштаба горизонтальной оси для данных при $\theta = 48^\circ$ и $\theta = 64^\circ$, обеспечившим совпадение положений экстремумов осцилляций

ния положения экстремумов ОШдГ. Из данных рис.1а видно, что наклон магнитного поля слабо влияет на амплитуду осцилляций. Такое влияние заметно только для осцилляций вблизи положения узла (наклон поля приводит к смещению узла в сторону больших значений H_z) и фактора заполнения $\nu = 8$. Примененный метод совмещения положений осцилляций не

дает высокой точности в случае заполнения двух подзон, так как не удается совместить положение всех экстремумов. Этот факт обусловлен перераспределением плотности носителей между подзонами, происходящим при изменении магнитного поля и вызванным диамагнитным сдвигом дна подзон, величина которого зависит от параллельной компоненты поля и номера подзоны. Поэтому на рис.2 перпендикулярная компонента магнитного поля определялась по отсчету поворотного устройства. На записях при $\theta = 0^\circ$ и 48° также виден узел биения высокочастотных осцилляций, смещающийся в сторону больших значений H_z при увеличении угла θ . В случае заполнения двух подзон магнетосопротивление дополнительно демонстрирует монотонный рост с полем, наиболее наглядно наблюдаемый в слабых магнитных полях и усиливающийся с увеличением θ . Для того чтобы продемонстрировать слабую зависимость амплитуды осцилляций во второй подзоне от наклона магнитного поля, на вставке к рис.2 приведены обработанные результаты, полученные после вычитания плавного хода магнетосопротивления и небольшого изменения шкалы H_z для $\theta = 48^\circ$ и 64° , в результате которого были совмещены все наблюдаемые экстремумы осцилляций от второй подзоны. Отметим, что произведенное изменение шкалы H_z находится в пределах точности определения величин θ по отсчетному устройству поворотного механизма. Из данных на вставке видно, что уменьшение амплитуды осцилляций при изменении угла θ от 0° до 64° не превышает 10%. Таким образом, зависимость амплитуды ОШдГ от наклона поля качественно аналогична для осцилляций от нижней и второй подзон, что указывает на одинаковый тип носителей (тяжелые дырки) в обеих подзонах. Рассмотрим, чего можно было бы ожидать в случае, если бы вторая подзона была образована легкими дырками. Начнем с того, что наблюдение минимумов осцилляций при нечетных факторах заполнения, начиная с единицы (в исследованных образцах при $H < 16$ Тл отсутствует минимум осцилляций от второй подзоны при $\nu_2 = 2$ [10]), означает, что: 1) уровни Ландау довольно сильно уширены, так что минимумы в плотности состояний возникают только при энергиях, соответствующих наибольшим из соседних энергетических расщеплений между центрами спиновых подуровней, и 2) выполнено условие

$$E_c/2 < E_Z < 3E_c/2 \quad (2)$$

(см. рис.3а). Здесь E_c и E_Z – циклотронное и зеемановское расщепления, соответственно. Если принять зависимость зеемановского расщепления от угла θ вида (1), то нетрудно видеть, что неравенство (2), бу-

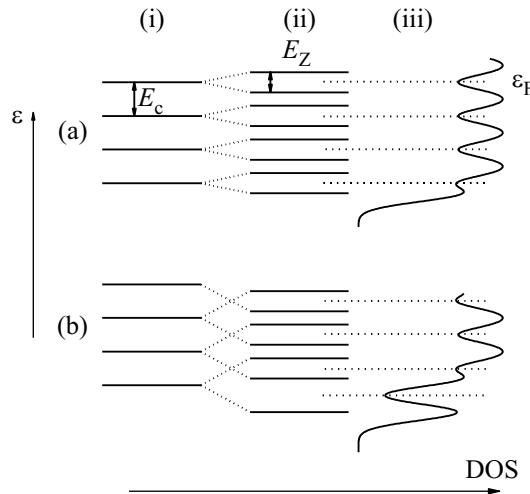


Рис.3. Схематическое изображение зависимости от энергии ϵ плотности состояний (DOS) двумерной электронной системы в магнитном поле, учитывающее квантование Ландау (i), зеемановское расщепление (ii) и уширение уровней за счет короткопериодных флуктуаций потенциала (iii). (a) и (b) соответствуют случаям $E_c/2 < E_Z < 3E_c/2$ ($E_Z = 0.6 E_c$) и $3E_c/2 < E_Z < 5E_c/2$ ($E_Z = 1.6 E_c$), соответственно. В первом случае уровень Ферми ϵ_F оказывается в минимумах плотности состояний при нечетных значениях факторов заполнения, а во втором – при четных и $\nu = 1$

дучи выполненным в перпендикулярном магнитном поле, заведомо нарушится при $\sqrt{1 + \tan^2 \theta} > 3$, то есть угол $\theta > 55^\circ$. В результате при $\theta > 55^\circ$ минимумы ОШдГ должны наблюдаться при четных значениях факторов заполнения $\nu_2 \geq 2$, как это проиллюстрировано на рис.3б. Это предсказание совершенно противоречит экспериментальным результатам, которые не только не соответствуют изменению четности факторов заполнения в минимумах ОШдГ, но и вообще демонстрируют очень слабую зависимость амплитуды осцилляций от угла θ . Так что отождествление второй подзоны размерного квантования с основной подзоной легких дырок находится в противоречии с экспериментальными наблюдениями. Наоборот, наблюденное поведение ОШдГ в наклонном поле соответствует ожидаемому для подзоны тяжелых дырок.

Таким образом, полученные результаты позволяют утверждать, что вторая подзона размерного квантования в исследованных полевых транзисторах на поверхности Si(110) является возбужденной подзоной тяжелых дырок. В настоящее время неясно, является ли существующее противоречие нашего вывода о типе носителей во второй подзоне с результатами теоретических расчетов следствием неадекватного вы-

бора параметров Латтинжера для кремния или отражает ограниченность использованного в расчетах метода эффективной массы для описания двумерной системы в потенциальной яме, одна из границ которой ($\text{Si}-\text{SiO}_2$) является атомно-резкой. Еще одной причиной различия могло бы явиться существование при низких температурах механических напряжений на границе кремния и его окисла.

Автор благодарен Программе РАН “Спинtronика” и ИНТАС за частичную финансовую поддержку этой работы.

11. W. O. G. Schmitt, Phys. Rev. B **50**, 15221 (1994).
12. W. O. G. Schmitt, Phys. Rev. B **50**, 15239 (1994).
13. M. Cardona, O. Madelung, G. Habeke, and U. Rössler, *Semiconductors. Physics of Group IV Elements and III-V Compounds*, Ed. O. Madelung, Landolt-Börnstein, New Series, Group III, Vol. 17, Springer, Berlin, 1982.
14. С. И. Дорожкин и Е. Б. Ольшанецкий, Письма в ЖЭТФ **46**, 399 (1987).
15. П. Ю. М. Кардона, *Основы физики полупроводников*, М.: Физматлит, 2002. [P. Yu, M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors*, Springer, 2002].
16. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
17. S. I. Dorozhkin, Solid State Commun. **71**, 211 (1989).
18. R. W. Martin, R.J. Nicholas, G.J. Rees et al., Phys. Rev. B **42**, 9237 (1990).
19. S. Y. Lin, H.P. Wei, D.C. Tsui et al., Phys. Rev. B **43**, 12110 (1991).
20. S. I. Dorozhkin, Phys. Rev. B **61**, 7803 (2000).
21. Необходимо отметить, что перечисленные свойства зеемановского расщепления относятся к “чистым” состояниям легких и тяжелых дырок и являются следствием снятия вырождения между этими состояниями, существующего при нулевом волновом векторе в объемном материале. В частности, снятие вырождения в результате одноосной деформации кристалла приводит к аналогичной анизотропии зеемановского расщепления (см., например, работу G.L. Pikus and G.E. Bir, Phys. Rev. Lett. **6**, 103 (1961) и монографию Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, М.: Наука, 1972). Во избежание возможного недоразумения отметим, что в формуле (33.7) монографии в выражении для величины $g_{||}$ существует опечатка в порядке следования знаков плюс и минус.