

06.1; 06.2; 07; 12

© 1992

ОПТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ЗАПОЛНЕНИЯ ВТОРОЙ ПОДЗОНЫ В [100] - АККУМУЛИРУЮЩЕМ ЭЛЕКТРОННОМ СЛОЕ В КРЕМНИИ

П.Д. Алтухов, А.А. Бакун, А.А. Козлов

Заполнение второй подзоны размерного квантования в [100] - инверсионном электронном слое в кремнии наблюдалось ранее в [1-5]. При плотности заряда в обедненном слое $n_d \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ критическая концентрация заполнения второй подзоны оказалась равной $n_s^{cp} \approx 7.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [4, 5]. С уменьшением n_d величина n_s^{cp} уменьшается [3-5] в результате уменьшения разности энергий первой и второй подзон [6]. Выполненная в [3] экстраполяция значений n_s^{cp} в область малых n_d дает ожидаемое значение критической концентрации заполнения второй подзоны для [100] - аккумуляющего электронного слоя, равное $n_s^{cp} \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что расходится с результатами теоретических расчетов [6-8]. Согласно теории Андо [6, 7], учитывающей обменно-корреляционное взаимодействие двумерных электронов, в случае аккумуляющего слоя $n_s^{cp} \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Экспериментальные [2, 5] и теоретические [6-8] данные свидетельствуют о том, что верхние подзоны E'_0 и E_1 , образованные соответственно четырехкратно и двухкратно вырожденными орбитально-долинными состояниями электронов, близки по энергии. Однако эти данные не позволяют сделать однозначного вывода о том, какая из этих подзон является нижней по энергии. Заполнение второй подзоны в аккумуляющем слое ранее не наблюдалось из-за малого числа электронов в этой подзоне.

В настоящей работе впервые обнаружено заполнение второй подзоны размерного квантования в [100] - аккумуляющем электронном слое в оптически возбужденном кремнии в МДП-структурах. Плотность электронов в нижней подзоне E_0 n_s^0 и во второй подзоне n_s^1 определялась с помощью прецизионных измерений периода осцилляций Шубникова-де Гааза по положению минимумов проводимости σ_{xx}^0 двумерных электронов в нижней подзоне E_0 в зависимости от магнитного поля при каждом фиксированном значении напряжения на затворе V_g с помощью методики, использованной в [9]. Точность измерений величин n_s^0 , n_s^1 и полной плотности двумерных электронов $n_s = n_s^0 + n_s^1$ составляла величину $\delta n_s^0 \approx 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Заполнение электронами второй подзоны определялось по отклонению от линейного хода зависимости плотности электронов в нижней под-

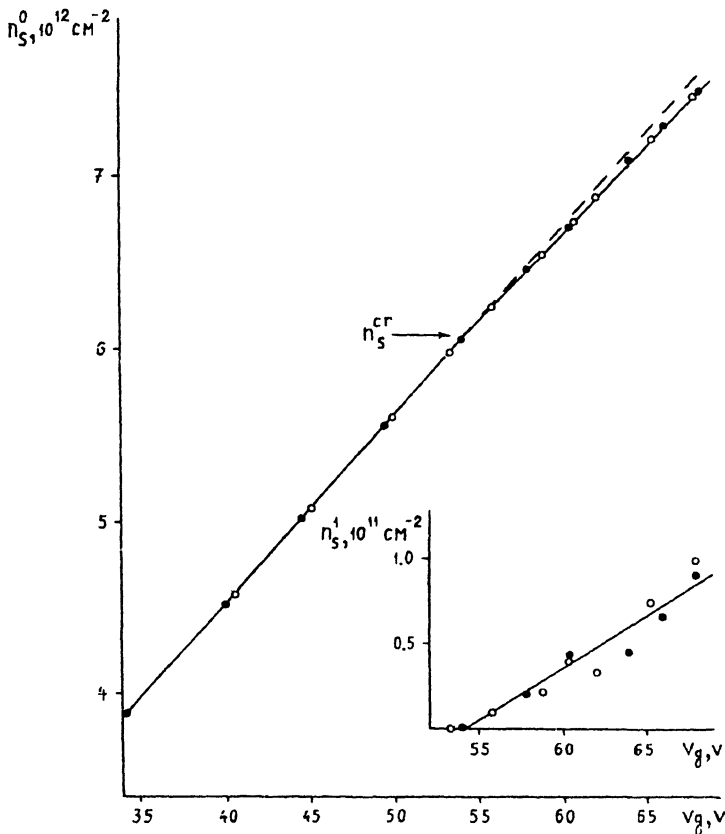


Рис. 1. Зависимость плотности электронов на нижнем уровне размерного квантования n_s^0 и плотности электронов на втором уровне размерного квантования n_s^1 от напряжения на затворе V_g в $[100]$ -аккумулирующем электронном слое в оптически возбужденном кремнии при температуре $T=1.7 \text{ K}$ (МДП-структура с толщиной окисла $d=1970 \text{ \AA}$ и максимальной подвижностью электронов $\mu \approx 1.4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$; Si:B с концентрацией $n_A \approx 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Уровень возбуждения $I_p, \text{Вт}/\text{см}^2$: $\bullet - 10^{-6}$; $\circ - 10^{-2}$.

зоне n_s^0 от V_g [1-3], а величина n_s^1 определялась с помощью соотношения $(n_s^0 + n_s^1) \sim V_g$ (рис. 1). Одновременно заполнение электронами второй подзоны регистрировалось с помощью высокочувствительного оптического метода, основанного на изучении спектров рекомбинационного излучения двумерных электронов и неравновесных дырок [9-11, 12]. В экспериментах использовались МДП-структуры на кремнии, легированном фосфором, и кремнии, легированном бором. При оптическом возбуждении с интенсивностью, большей $10^{-7} \text{ Вт}/\text{см}^2$, плотность заряда в обедненном слое в кремнии

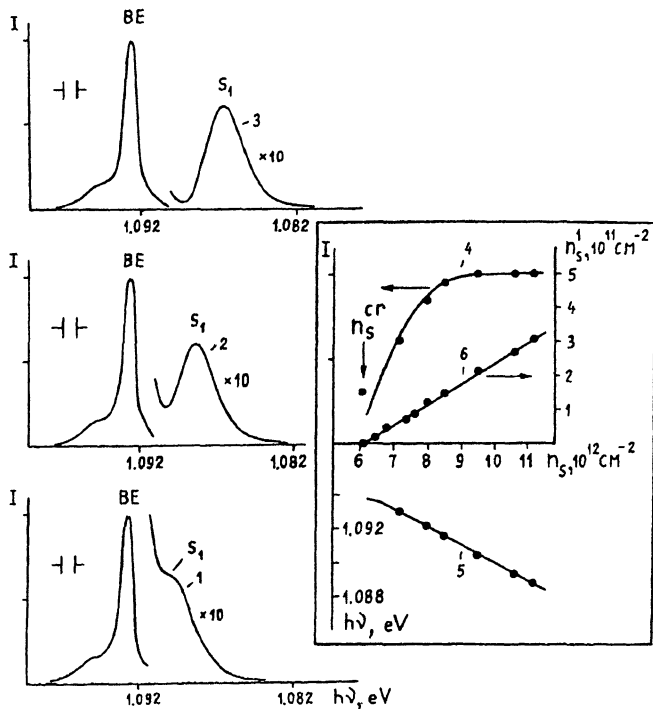


Рис. 2. Спектры рекомбинационного излучения кремния (TO-LO-линии) при температуре $T = 1.55$ К и уровне возбуждения $I_p \approx 10^{-2}$ Вт/см². (МДП-структура с толщиной окисла $d = 1970$ Å и максимальной подвижностью электронов $\mu \approx 1.4 \cdot 10^4$ см²/В·с; Si:B с концентрацией акцепторов $n_A \approx 8 \cdot 10^{14}$ см⁻³). Плотность двумерных электронов в канале n_s , 10^{12} см⁻²: 1 - 8, 2 - 9.5, 3 - 11.2. На вставке - зависимость интенсивности в максимуме S_1 -линии I (4), спектрального положения коротковолнового края S_1 -линии $h\nu$ (5) и плотности электронов на втором уровне размерного квантования n_s' (6) от плотности двумерных электронов n_s .

становится близкой к нулю. Поэтому в кремнии, легированном фосфором, и в кремнии, легированном бором, при оптическом возбуждении реализуется двумерный электронный слой, практически совпадающей по своим свойствам и энергетическому расположению подзона размерного квантования с аккумуляирующим электронным слоем. Полученные результаты в соответствии с этим выводом при оптическом возбуждении не зависели от концентрации и типа легирующей примеси.

Отклонение показанной на рис. 1 зависимости от линейной свидетельствует о том, что заполнение второй подзоны в [100] -

аккумулирующем электронном слое происходит при $n_s > n_s^{sp}$, где $n_s^{sp} \approx 6.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Одновременно заполнение электронами второй подзоны сопровождается исчезновением в спектре рекомбинационного излучения S -линии (обнаруженного в [11] экситонного резонанса) и S' -линии (линии излучения поверхностных экситонов [11]) и появлением новой линии люминесценции - S_1 -линии, обусловленной излучательной рекомбинацией электронов из второй подзоны и неравновесных дырок (рис. 2). Отличительной особенностью S_1 -линии является ее высокая интенсивность, связанная с хорошим перекрытием волновых функций электронов из второй подзоны и неравновесных дырок, а также зависимость ее спектрального положения от n_s . В отличие от S -линии (экситонного резонанса), которая при больших n_s практически не изменяет своего спектрального положения, S_1 -линия с ростом n_s существенно смещается в длинноволновую область спектра. Эти данные, вероятно, свидетельствуют о том, что при заполнении второй подзоны происходит увеличение разности энергий между уровнем Ферми двумерных электронов и дном зоны проводимости в объеме. Перед заполнением второй подзоны эта разность энергий с ростом n_s уменьшается. Исследование циркулярной поляризации $TO-S_1$ -линии излучения в магнитном поле, перпендикулярном поверхности, в геометрии Фарадея показало, что степень циркулярной поляризации этой линии близка к величине $P_{TO} = \mathcal{G} \tanh(3g_{3/2}^+ \mu_0 H / 2kT)$, где $g_{3/2}^+ \approx 1.65$ - величина g -фактора неравновесных поверхностных дырок, $\mathcal{G} \approx 0.6$ - степень поляризации S_1 -линии в насыщении, которое наблюдается в магнитном поле $H > 25$ кЭ, μ_0 - магнетон Бора, $T = 1.7$ К - температура. Этот результат служит экспериментальным доказательством того, что вторая подзона представляет собой четырехкратно вырожденное орбитально-долинное состояние E_0' . Согласно [13] TO -линия рекомбинационного излучения электронов из двукратно вырожденного орбитально-долинного состояния E_1 и неравновесных дырок в магнитном поле должна быть неполяризована. Степень поляризации $TO-S$ -линии излучения (экситонного резонанса) в магнитном поле при больших n_s оказалась в соответствии с [13] близкой к нулю, поскольку, как и предполагалось в [11], эта линия связана с электронами из двукратно вырожденного орбитально-долинного состояния E_0 .

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] T s u i D.C., K a m i n s k y G. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. N 21. P. 1468-1471.
- [2] T s u i D.C., K a m i n s k y G. // Surf. Sci. 1976. V. 58. P. 187-192.
- [3] H o w a r d W.E., F a n g F.F. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 6. P. 2519-2523.

- [4] G u s e v G.M., K v o n Z.D., O v s y u k V.N. // Sol. St. Commun. 1984. V. 49. N 9. P. 899-901.
- [5] H e i t m a n n D., M a s k e n s U. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 12. P. 8269-8283.
- [6] А н д о Т., Ф а у л е р А., С т е р н Ф. // Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 415 с.
- [7] A n d o T. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 8. P. 3468-3477.
- [8] V i n t e r B. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. N 8. P. 3947-3958.
- [9] А л т у х о в П.Д., Б а к у н А.А., К о н ц е в о й Ю.А., К у з н е ц о в Ю.А., Р о г а ч е в А.А., Р о м а н о - в а Т.Л., Р у б ц о в Г.П. // ФТТ. Т. 29. № 8. С. 2412-2419.
- [10] А л т у х о в П.Д., И в а н о в А.В., Л о м а с о в Ю.Н., Р о г а ч е в А.А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 1. С. 5-8; 1984. Т. 39. № 9. С. 432-436.
- [11] А л т у х о в П.Д., Б а к у н А.А., Р о г а ч е в А.А. Р у б - ц о в Г.П. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 12. С. 3560-3564.
- [12] К у к у ш к и н I.V., K l i t z i n g K.V., P l o g K. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 14. P. 8509-8512.
- [13] П и к у с Г.Е. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 6. С. 1653-1664.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе,
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
20 февраля 1992 г.