

06;05.2

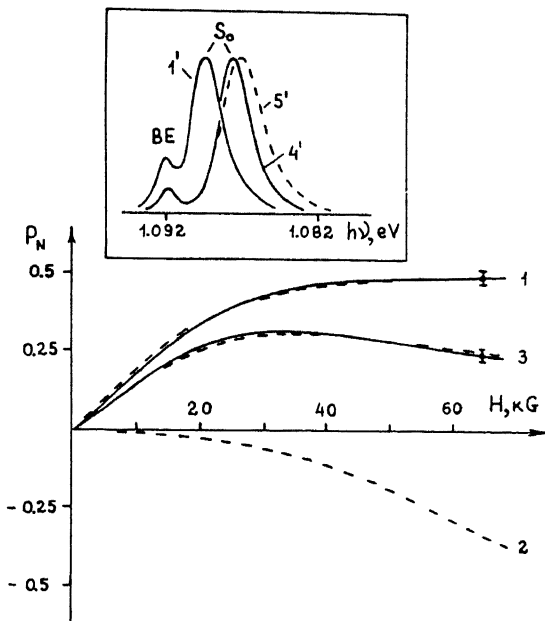
©1993

## ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЭКСИТОНЫ И ЭКСИТОННЫЕ МОЛЕКУЛЫ НА [111] ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ В МДП-СТРУКТУРАХ

*П. Д. Алтухов, А. А. Бакун, Ю. А. Коваленко*

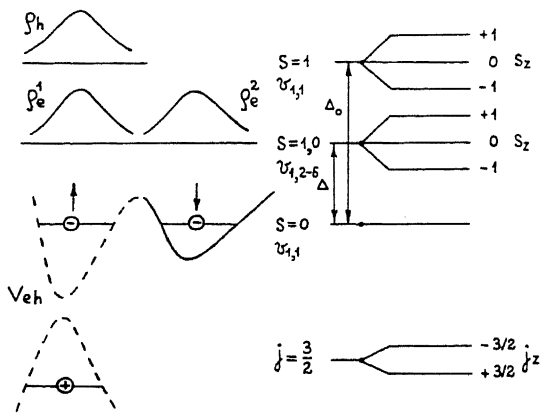
В работах [1,2] было установлено, что при малой плотности двумерных дырок на [100] поверхности кремния поверхностные электронно-дырочные пары существуют в виде экситонов, связанных с двумерным газом дырок. Существование таких экситонов становится возможным в том случае, когда среднее расстояние между двумерными носителями превышает борровский радиус экситонов. В этих условиях эффекты экранирования электронно-дырочного взаимодействия и заполнения импульсного пространства двумерными носителями не препятствуют образованию связанного состояния электрона и дырки. В магнитном поле, перпендикулярном поверхности, дырки в поверхностных экситонах ориентируются независимо от двумерных дырок в слое поверхностного заряда [1,2]. В [3] было обнаружено, что в случае [111]-электронного двумерного слоя на поверхности кремния при плотности двумерных электронов  $n_3 < 9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  поверхностные пары также существуют в виде экситонов, связанных со слоем поверхностного заряда. В спектрах рекомбинационного излучения эти экситоны наблюдаются в виде  $S_0$ -линии (рис. 1), спектральное положение которой приближается к спектральному положению линии излучения связанного экситона. Однако, полученные в настоящей работе результаты исследования циркулярной поляризации излучения поверхностных экситонов в магнитном поле в отличие от результатов работ [1,2] свидетельствуют о существовании спиновой связи электронов в экситонах и электронов в слое поверхностного заряда.

Оказалось, что при малой плотности поверхностных пар степень циркулярной поляризации излучения в магнитном поле при малых  $n_s$  практически совпадает со степенью поляризации излучения при больших  $n_s$  в области существования двухслойной электронно-дырочной плазмы [4] (рис. 1, кривая 1). Этот результат возможен только в том случае, когда средний момент электронов в поверхностных экситонах в магнитном поле близок к нулю, а поляриза-



**Рис. 1.** Зависимость степени циркулярной поляризации  $P_N$  рекомбинационного излучения кремния в МДП структурах от магнитного поля  $H$ , перпендикулярного поверхности, в геометрии Фарадея при температуре  $T = 1.7$  К. (ТО-ЛО- $S_0$  — линия, [111] — электронный слой с максимальной подвижностью электронов  $\mu_e \approx 1100$  см<sup>2</sup>/В·с; Si:P с концентрацией доноров  $n_D \approx 2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>). Плотность двумерных электронов  $n_2$ , 10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>: 1, 1', 3 — 4.6; 4', 5' — 6.9. Уровень возбуждения  $I_p$ , Вт·см<sup>-2</sup>: 1, 1', 4' —  $\leq 2 \cdot 10^{-3}$ , 3 —  $5 \cdot 10^{-3}$ , 5' —  $3 \cdot 10^{-2}$ . Штриховые кривые — теоретические расчеты: 1 — экситон, связанный с локализованным электроном при  $\Delta/kT \geq 10$ ,  $\Delta_0 = 2\Delta$ ,  $g_1 = 0.7$ ,  $T = 1.7$  К,  $\sigma_N = 0.5$ ; 2 — экситонная молекула при  $\Delta/kT = 6$ ,  $\Delta_0 = \Delta_1 = 2\Delta$ ,  $T = 1.7$  К,  $\sigma_N = 0.5$ ; 3 — средняя степень циркулярной поляризации излучения локализованных экситонов и экситонных молекул при  $I_2/I_1 = 0.39$ , где  $I_2$  и  $I_1$  — интенсивность излучения экситонных молекул и экситонов соответственно. На вставке — спектры излучения поверхностных экситонов.

ция излучения обусловлена ориентацией дырок с моментом  $\pm 3/2$  в магнитном поле [4]. Степень поляризации излучения при этом описывается формулой  $P_N = \sigma_N \cdot \text{th}(3g_1\mu_0 H/2kT)$ , где  $g_1 = 0.7$  —  $g$ -фактор дырок,  $\mu_0$  — магнетон Бора,  $H$  — магнитное поле,  $T$  — температура,  $\sigma_N = 0.5$  для ТО-ЛО-линии. Если бы электроны в экситонах ориентировались в магнитном поле независимо от электронов в слое поверхностного заряда, ожидаемая степень поляризации излучения экситонов определялась бы формулой  $P_N = \sigma_N \cdot \text{th}[(3g_1 - g)\mu_0 H/2kT]$ , где  $g = 2$  —  $g$ -фактор электронов, и была бы близка к нулю.



**Рис. 2.** Схема спиновых состояний электронов и дырок в экситоне, связанном с локализованным электроном на [111] поверхности кремния.  $\rho_e^1$  и  $\rho_e^2$  — плотность электронов;  $\rho_h$  — плотность дырки;  $V_{eh}$  — потенциал электронно-дырочного взаимодействия;  $v_{1,1}$  и  $v_{1,2-6}$  характеризуют состояние двух электронов в одной долине и в разных долинах соответственно;  $S$  — полный спиновый момент двух электронов;  $j$  — спиновый момент дырки.

Существование спиновой связи электронов в экситонах и электронов в слое поверхностного заряда находит свое объяснение, если учесть, что из-за больших флуктуаций поверхностного потенциала в области  $n_3 \leq 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  двумерные электроны на [111] поверхности кремния являются локализованными, и проводимость двумерного канала в этой области  $n_3$  отсутствует [3]. Обменное взаимодействие локализованных электронов приводит к существенному уменьшению спиновой восприимчивости электронов. Кроме этого, возникает спиновая связь электрона в локализованном экситоне и ближайшего локализованного электрона, которую можно проиллюстрировать на примере экситона, связанного с изолированным локализованным электроном (рис. 2). В основном состоянии такого комплекса координатная волновая функция двух электронов симметрична, а электроны образуют спиновый синглет с полным моментом  $S = 0$  и расположены в одной долине. Возбужденным состоянием комплекса является состояние двух электронов, расположенных в разных долинах, с полным моментом  $S = 0$  и  $S = 1$  и состояние двух электронов в одной долине с полным моментом  $S = 1$ . Обменное взаимодействие электронов в разных долинах крайне мало, и величина  $\Delta$  на рис. 2 характеризует по порядку величины энергию обменного взаимодействия электронов в одной долине. Степень циркулярной поляризации излучения этого комплекса с учетом вклада в излучение возбужденных состояний в магнитном

поле равна

$$P_N = \sigma_N \frac{\text{sh}(3g_1\mu_0 H/2kT) - R \cdot \text{sh}[(2g - 3g_1)\mu_0 H/2kT]}{\text{ch}(3g_1\mu_0 H/2kT) + R \cdot \text{ch}[(2g - 3g_1)\mu_0 H/2kT]} \quad (1)$$

$R = \left(10e^{-\frac{\Delta}{kT}} + 2e^{-\frac{\Delta_0}{kT}}\right) / \left(1 + 10e^{-\frac{\Delta}{kT}} + e^{-\frac{\Delta_0}{kT}}\right)$ , где  $\Delta_0 \sim 2\Delta$ . При  $\Delta, \Delta_0 \gg kT$ ,  $g\mu_0 H$  возбужденные состояния не вносят вклада в излучение, и теоретическое значение степени поляризации совпадает с экспериментальным.

С ростом уровня возбуждения степень поляризации излучения уменьшается, а в сильном магнитном поле с ростом магнитного поля наблюдается падение степени поляризации (рис. 1, кривая 3). Такую аномальную зависимость можно объяснить, если предположить, что при увеличении уровня возбуждения определенный вклад в  $S_0$ -линию вносит излучение локализованных экситонных молекул на поверхности кремния с полным моментом двух дырок в основном состоянии  $J = 0$  и энергией возбужденного триплетного состояния дырок  $\Delta_I \sim \Delta_0$ . Схема спиновых состояний двух электронов в локализованной экситонной молекуле совпадает со схемой на рис. 2, а степень поляризации излучения экситонных молекул при  $\Delta_I \gg kT$  определяется формулой (1) при  $g_1 = 0$  и представлена на рис. 1 кривой 2 при  $\Delta \approx 0.9$  мэВ. Отрицательный знак поляризации излучения экситонных молекул, обусловленный возбужденными состояниями электронов, приводит к наблюдаемому падению степени поляризации излучения с ростом магнитного поля.

Эта работа поддержана, в частности, стипендией Фонда Сороса, присуждаемой Американским Физическим обществом.

### Список литературы

- [1] Алтухов П.Д., Бакуи А.А., Крутицкий А.В., Рогачев А.А., Рубцов Г.П. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 11. С. 427-430.
- [2] Алтухов П.Д., Бакуи А.А., Крутицкий А.В., Рогачев А.В., Рубцов Г.П. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. N 4. С. 17-21.
- [3] Алтухов П.Д., Бакуи А.А., Коваленко А.В. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 12.
- [4] Алтухов П.Д., Иванов А.В., Ломасов Ю.Н., Рогачев А.А. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 9. С. 432-436.

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

Поступило в Редакцию  
6 апреля 1993 г.