

06; 05.2

© 1993

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ДВУМЕРНЫХ ДЫРОК И НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА [111] ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

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

В спектрах люминесценции МДП-структур на [111] поверхности кремния наблюдается линия рекомбинационного излучения двумерных электронов и неравновесных дырок, связанных с электронным слоем силами поляризационного притяжения [1-3] (S -линия). Для объяснения природы этой линии использовалась модель двумерной поверхностной электронно-дырочной плазмы с двумя пространственно разделенными слоями электронов и дырок. Эта модель хорошо описывает свойства поверхностных электронно-дырочных пар при плотности двумерных электронов $n_s > 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и относительно невысокой плотности пар. При малой плотности пар спектр S -линии отражает энергетический спектр двумерных электронов. Отличие спектра S -линии от прямоугольного спектра плотности состояний двумерных электронов обусловлено процессами электронного взаимодействия [3] и флуктуациями поверхностного потенциала, которые существенно размывают длинноволновый край S -линии излучения. Линия излучения двумерных дырок и неравновесных электронов на [111] поверхности кремния ранее не наблюдалась из-за слабой интенсивности этой линии и большой интенсивности излучения поверхностных электронно-дырочных капель [2].

В настоящей работе обнаружена линия рекомбинационного излучения двумерных дырок и неравновесных электронов на [111] поверхности кремния (рис. 1). В структурах с большим временем жизни поверхностных пар интенсивность этой линии сравнима с интенсивностью линии излучения связанного экситона (ВЕ). При малых уровнях оптического возбуждения излучение поверхностных электронно-дырочных капель в спектрах люминесценции не наблюдается. Для точного определения спектра $TO-S$ -линии производилось вычитание спектрального контура TO -линии излучения экситона, связанного на нейтральном доноре. В бесфононной области спектра S -линия не наблюдалась. Это позволило точно определить контур TO -линии излучения связанного экситона по интенсивности бесфононной (NP) линии излучения связанного экситона и известному отношению интенсивностей TO - и NP -линий связанного экситона, которое измерялось в отсутствие S -линии в спектре излучения при плотности двумерных дырок $n_s = 0$.

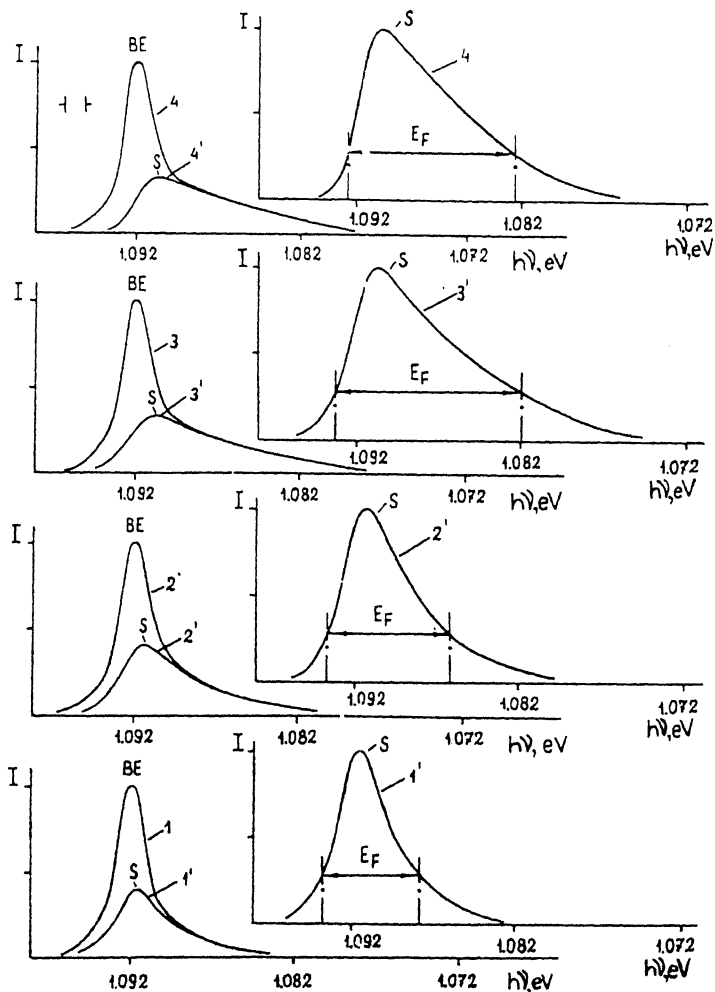


Рис. 1. Спектры рекомбинационного излучения кремния в МДП-структурах при температуре $T = 1.7$ К, Γ_0-L_0 -линии. ($[111]$ -дырочный слой с максимальной подвижностью дырок $\mu_h \approx 1.65 \times 10^3$ см²/В.с; $Si:p$ с концентрацией доноров $n_D \approx 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³). Плотность двумерных дырок n_S , 10^{12} см⁻²: 1.1' - 0.58; 2.2' - 1.27; 3.3' - 3.1; 4.4' - 6.6. Уровень возбуждения $I_p \approx \approx 5 \cdot 10^{-3}$ Вт/см².

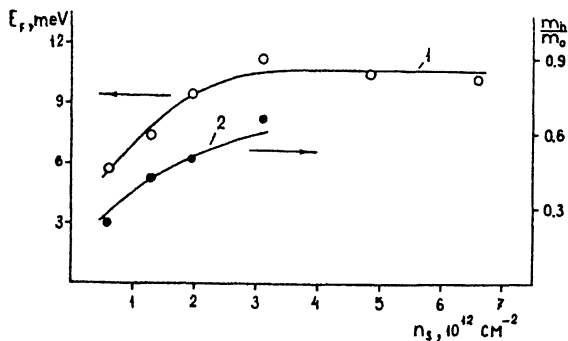


Рис. 2. Зависимость спектральной ширины линии рекомбинационного излучения двумерных дырок и неравновесных электронов E_F (1) и эффективной массы плотности состояний дырок m_h (2) на [111] поверхности кремния от плотности двумерных дырок n_s (m_0 – масса свободного электрона).

Спектральная ширина S -линии E_F , равная энергии Ферми двумерных дырок $E_F^h = \pi \hbar^2 n_s / m_h v_h$, где m_h – эффективная масса плотности состояний дырок и $v_h = 1$, возрастает при увеличении n_s . В области $n_s > 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ спектральная ширина E_F не совпадает с энергией Ферми дырок. По ширине S -линии мы определили энергию Ферми двумерных дырок и эффективную массу плотности состояний дырок (рис. 2). Ширина S -линии определялась в спектре излучения по способу, рассмотренному в [3]. Найденная нами эффективная масса дырок в области $n_s \approx (1-3) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ оказалась близкой к циклотронной эффективной массе, полученной в экспериментах по циклотронному резонансу [4] и осцилляциям Шубникова-де Гааза [5], и согласуется с результатами теоретических расчетов [6, 7]. Отличие формы S -линии от прямоугольной формы может быть обусловлено отклонением спектра плотности состояний двумерных дырок от прямоугольного спектра из-за непараболичности закона дисперсии дырок [6-10] и размытием длинноволнового края линии [3]. Определенный вклад в это отличие может также вносить зависимость вероятности излучательных переходов от энергии двумерных дырок. Сильная зависимость вероятности излучательных переходов от энергии дырок может появиться при $n_s > 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в результате возникновения хвостов волновых функций дырок в области электронного слоя для дырок вблизи уровня Ферми [11]. Существенное влияние на форму спектра излучения может оказывать увеличение плотности состояний двумерных дырок вблизи уровня Ферми перед заполнением второй подзоны размерного квантования дырок [9, 10] и возможное образование экситонов в системе двумерных дырок и неравновесных электронов перед заполнением второй подзоны

[12]. Заполнение второй подзоны следует ожидать в области $n_S > 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [13]. Эти причины могут определять обнаруженное нами насыщение спектральной ширины S -линии при $n_S > 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (рис. 2) как следствие увеличения интенсивности излучения дырок вблизи уровня Ферми с ростом n_S .

Следует ожидать, что в области малых n_S ($\lesssim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) из-за уменьшения экранирования кулоновского взаимодействия электронов и дырок поверхностные пары существуют в виде экситонов как в случае дырочного, так и в случае электронного слоя поверхностного заряда. Интенсивность S -линии в случае дырочного слоя в области малых n_S мала. В случае электронного слоя выполненные нами измерения зависимости степени циркулярной поляризации S -линии излучения от магнитного поля H , перпендикулярного поверхности, в геометрии Фарадея при температуре $T = 1.7 \text{ К}$ показали, что при малых n_S степень поляризации S -линии излучения с увеличением магнитного поля при $H \lesssim 30 \text{ кЭ}$ растет в результате ориентации тяжелых дырок, а при $H = (30-70) \text{ кЭ}$ степень поляризации уменьшается на величину до 30% от степени поляризации в насыщении $\sigma_N \approx 0.5$. Этот неожиданный результат может свидетельствовать о спиновой связи электронов в экситонах с электронами в слое поверхностного заряда и „разрыве” обменного взаимодействия локализованных поверхностных электронов магнитным полем.

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

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Алтухов П.Д., Иванов А.В., Ломасов Ю.Н., Рогачев А.А. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 39. В 9. С. 432-436.
- [2] Алтухов П.Д., Иванов А.В., Ломасов Ю.Н., Рогачев А.А. // ФТТ. 1985. Т. 27. В 6. С. 1690-1696.
- [3] Алтухов П.Д., Рогачев А.А. // ФТТ. 1985. Т. 27. В 11. С. 3443-3446.
- [4] K o t t h a u s J.P., R a n v a u d R. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. N 12. P. 5758-5762.
- [5] K l i t z i n g K. von, L a n d w e h r G., D o r d a G. // Sol. St. Commun. 1974. V. 15. N 3. P. 489-493.
- [6] O h k a m a F.J., U e m u r a Y. // Progr. Theor. Phys. Suppl. 1975. V. 57. P. 164-175.
- [7] B a n g e r t E., L a n d w e h r G. // Surf. Sci. 1976. B. 58. N 1. P. 138-140.
- [8] E s c e l b e r g V., A l t a r e l l y M. // Phys. Rev. B. 1985. N 6. P. 3712-3722.

- [9] A n d o T. // J. Phys. Soc. Japan. 1985. V. 54. N 4. P. 1528-1536.
- [10] G e r c h i k o v L.G., S u b a s h i e v A.V. // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. V. 160. P. 443-457.
- [11] М е ш к о в С.В. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В 6. С. 2252-2261.
- [12] A l t u k h o v P.D., B a k u n A.A., K o z - l o v A.A. // Proc. 21 ICPS (Abstracts). Beijing. China. 1992. P. 192.
- [13] G u s e v G.M., K v o n Z.D., N e i z v e s t - n y i I.G., O v s y u k V.N. // Sol. St. Commun. 1983. V. 46. N 2. P. 169-170.

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

Поступило в Редакцию
4 февраля 1993 г.