

[6] Аполлонов В.В., Державин С.И., Сироткин А.А. Всесоюзное совещание "Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах", г. Томск, 1986, с. 31.

Институт общей физики
АН СССР Москва

Поступило в Редакцию
30 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 4
05,3

26 февраля 1989 г.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭКСИТОНОВ, СВЯЗАННЫХ СО СЛОЕМ ПОВЕРХНОСТНОГО ЗАРЯДА В КРЕМНИИ

П.Д. Алтухов, А.А. Бакун,
А.В. Крутицкий, А.А. Рогачев,
Г.П. Рубцов

В спектрах рекомбинационного излучения кремния в структурах металл-окисел-полупроводник наблюдается линия излучения неравновесных электронно-дырочных пар, связанных со слоем поверхностного заряда, S -линия [1, 2]. Ранее было установлено, что при большой плотности поверхностного заряда n_s поверхностные пары существуют в виде двумерной электронно-дырочной плазмы с пространственно разделенными электронным и дырочным слоями [1-3], а при малой плотности поверхностного заряда - в виде поверхностных экситонов, которые наблюдаются в спектре в виде новой линии - S_0 -линии излучения [4]. В [5] при больших n_s было обнаружено существенное увеличение вероятности излучательных переходов для электронов вблизи уровня Ферми в виде коротковолновой особенности в спектре S -линии - экситонного резонанса (рис. 1), который возрастает при увеличении n_s . Существование экситонного резонанса в спектре S -линии может быть обусловлено процессами электронно-дырочного рассеяния в условиях резонансного туннелирования двумерных электронов из приповерхностной потенциальной ямы в состояние экситона в объеме [5]. Такое рассеяние может приводить к существенному увеличению плотности электронов вблизи дырки для электронов вблизи уровня Ферми. Формирование экситонного резонанса с ростом n_s завершается появлением новой узкой линии излучения на коротковолновом краю S -линии - S' -линии (рис. 1), которая в изложенной выше модели представляет собой линию излучения экситонов, связанных со слоем поверхностного заряда [5].

В настоящей работе исследованы парамагнитные свойства поверхностных экситонов при малых n_s с помощью метода, основанного на измерении степени циркулярной поляризации S_0 -линии излучения

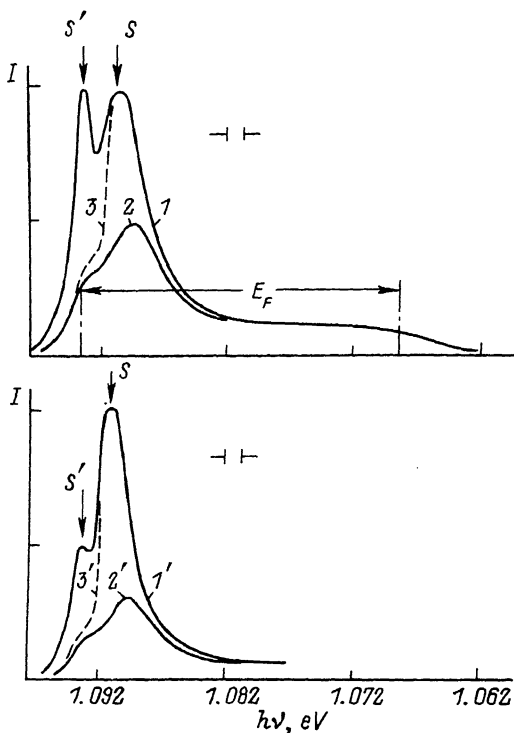


Рис. 1. Спектры рекомбинационного излучения двумерных электронов и неравновесных дырок в кремнии при температуре $T=1.9$ К. ($[100]$ - электронный слой; $TO-LO$ -линии; $Si:P$ с концентрацией доноров $n_D \approx 8 \cdot 10^{14}$ см^{-3}). Плотность двумерных электронов n_s , 10^{12} см^{-2} : 1, 2, 3 - 4.3; 1', 2', 3' - 5.1. Уровень возбуждения $I_p \approx 10^{-3}$ $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. 1, 1' - в магнитном поле $H=0$; 2, 2' - в магнитном поле, перпендикулярном поверхности, $H=67$ кЭ; 3, 3' - в магнитном поле, параллельном поверхности, $H=67$ кЭ.

в магнитном поле. Кроме этого было обнаружено анизотропное гашение экситонного резонанса в магнитном поле, зависящее от перпендикулярной поверхности компоненты магнитного поля. Это гашение подтверждает рассмотренную в [5] модель экситонного резонанса.

Оказалось, что гашение коротковолновой особенности в спектре S -линии в магнитном поле, перпендикулярном поверхности, возрастает при увеличении n_s (рис. 1). Это гашение отсутствует в магнитном поле, параллельном поверхности. Наблюдаемое уменьшение экситонного резонанса в магнитном поле, по-видимому, объясняется тем, что изменение волновых функций двумерных электронов и ды-

рок в магнитном поле приводит к подавлению электроннодырочного взаимодействия и уменьшению вероятности туннелирования электронов с поверхности в состояние экситона в объеме.

Гашение S' -линии в магнитном поле не зависит от ориентации магнитного поля (рис. 1) и объясняется заполнением нижних по энергии спиновых состояний электронов и дырок, для которых вероятность излучательных переходов мала. Состояния дырок в S' -экситонах расщеплены приповерхностным электрическим полем, и дырки находятся на нижнем уровне с моментом $J_z = \pm 3/2$. Для TO -линии излучательные переходы электронов с моментом $S_z = \pm 1/2$ на этот уровень дырок разрешены лишь в меру подмешивания к состоянию дырок с моментом $J_z = \pm 3/2$ состояний с моментом $J_z = \pm 1/2$ и при наличии анизотропии волновых функций дырок в плоскости образца [6]. Гашение TO - S' -линии при этом описывается формулой

$$I = I^0 \frac{2}{1 + W_- W_+^{-1}} \frac{ch \left[(3g_1 - g) \frac{\mu_0 H}{2kT} \right] + W_- W_+^{-1} ch \left[(3g_1 + g) \frac{\mu_0 H}{2kT} \right]}{ch \left[(3g_1 - g) \frac{\mu_0 H}{2kT} \right] + ch \left[(3g_1 + g) \frac{\mu_0 H}{2kT} \right]}, \quad (1)$$

где I - интенсивность S' -линии, I^0 - интенсивность S' -линии в магнитном поле $H=0$, g_1 , $g=2-g$ - факторы дырок и электронов, соответственно; W_- - вероятность переходов $S_z = \pm 1/2 \rightarrow j_z = \pm 3/2$, W_+ - вероятность переходов $S_z = \pm 1/2 \rightarrow j_z = \pm 3/2$; μ_0 - магнетон Бора, kT - температура. Наилучшее согласие теории и эксперимента получено при $W_- W_+^{-1} \approx 0.2$, $g_1 \approx 0.7$.

Подробные исследования показали, что отрицательный знак поляризации TO - LO - S_0 -линии в магнитном поле (рис. 2) обусловлен поляризацией LO - S_0 -линии излучения и определяется преимущественным вкладом среднего момента дырок в поляризацию излучения. Дырки в S_0 -экситонах при этом находятся на нижнем уровне с моментом $j_z = \pm 3/2$ и ориентируются в магнитном поле как свободные, что свидетельствует о малой величине обменного взаимодействия дырок в экситонах и двумерных дырок в слое поверхностного заряда. TO - S_0 -линия в соответствии с [6] неполяризована, а большая величина степени поляризации на коротковолновом краю TO - LO - S_0 -линии связана с LO - TO -расщеплением. Средняя степень поляризации TO - LO - S_0 -линии равна

$$P_N = - \frac{I_{LO}}{I_{LO} + I_{TO}} th \left[(3g_1 - g) \frac{\mu_0 H}{2kT} \right], \quad (2)$$

где $I_{LO}/I_{TO} \approx 0.14$ - отношение интенсивностей LO - и TO -линий. Если предположить, что время спиновой релаксации электронов в S_0 -экситонах превышает время жизни экситонов и электроны в магнитном поле не ориентируются, то в (2) следует положить $g=0$. При этом наилучшее согласие теории с экспериментом можно получить при $g_1 \approx 0.7$.

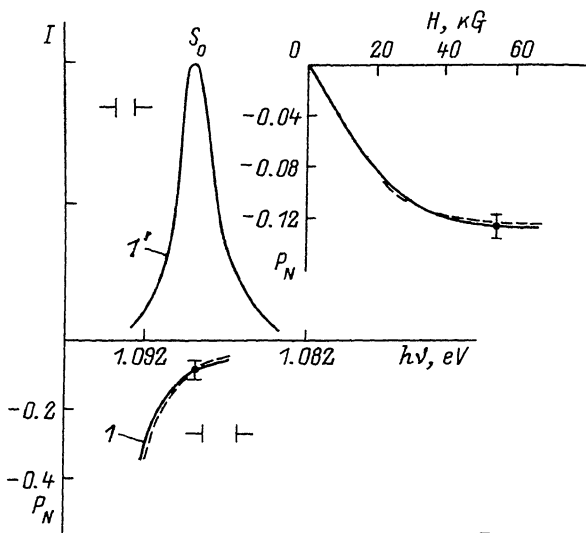


Рис. 2. Спектральное распределение излучения $I(1')$ и степени циркулярной поляризации излучения $P_N(1)$ в кремнии в магнитном поле $H=67$ кЭ при температуре $T=1.9$ К ($[100]$ - дырочный слой; ТО-ЛО-линия, геометрия Фарадея, в магнитном поле, перпендикулярном поверхности; Si:P с концентрацией доноров $n_D \approx 8 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$), Плотность двумерных дырок $n_s \approx 3.1 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Уровень возбуждения $I_p \approx 10^{-3}$ Вт·см $^{-2}$.

Сплошные кривые - эксперимент. Штриховая - теория с учетом ЛО-ТО-расщепления. На вставке - зависимость степени поляризации излучения от магнитного поля, $h\nu \approx 1.091$ эВ (штриховая кривая - расчет по формуле (2)).

Авторы выражают благодарность Н.С. Аверкиеву, Г.Е. Пикусу и М.Л. Шматову за полезные обсуждения.

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 ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 1. С. 5-8; Т. 39. № 9. С. 432-436.
- [2] Алтухов П.Д., Рогачев А.А., Силов А.Ю. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 4. С. 1212-1215.
- [3] Алтухов П.Д., Бакун А.А., Концевой Ю.А., Кузнецов Ю.А., Рогачев А.А., Романова Т.Л., Рубцов Г.П. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2412-2419.
- [4] Алтухов П.Д., Бакун А.А., Крутицкий А.В., Рогачев А.А., Рубцов Г.П. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 11. С. 427-430.

- [5] Алтухов П.Д., Бакун А.А., Рогачев А.А., Рубцов Г.П. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 12. С. 3712.
 [6] Пикус Г.Е. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 6. С. 1653-1664.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 26 октября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 4
 05.2; 07

26 февраля 1989 г.

ПЕРЕКАЧКА ЭНЕРГИИ И ДИФРАКЦИОННАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ
 НА РЕШЕТКАХ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОГИРАЦИИ
 В КРИСТАЛЛАХ $Bi_{12}TiO_{20}$

А.В. Воляр, Н.В. Кухтарев,
 В.В. Муравьев, В.И. Савченко,
 Т.И. Семенец

Фоторефрактивный кристалл $Bi_{12}TiO_{20}$ (ВТО) класса симметрии 23 интенсивно исследуется в динамической голографии [1-3] как среда, перспективная для оптимизации различных схем управления лазерным излучением. К настоящему времени хорошо изучен лишь механизм записи голографических решеток в ВТО [1, 2], основанный на линейном электрооптическом эффекте.

В [3-4] был предсказан новый механизм записи голографических решеток, основанный на эффекте электрогирации [5, 6]. Было показано, что эффект голографической электрогирации (ЭГЭГ) способен увеличить эффективность взаимодействия световых волн при самодифракции в кристаллах симметрии 23.

Ниже сообщается о первой реализации ЭГЭГ на кристалле ВТО с использованием непрерывного гелий-неонового лазера ($\lambda = 0.6328 \text{ мкм}$).

Как известно, взаимодействие в кристалле двух когерентных световых волн с амплитудами \vec{a} и \vec{b} (рис. 1) вследствие фотогенерации, диффузионно-дрейфового перераспределения и рекомбинации носителей приводит к появлению решетки электрического поля. Если вектор решетки электрического поля \vec{g} направлен вдоль оси $\langle 001 \rangle$ кристалла, в нем записываются как электрооптические, так и электрогирационные решетки [3, 4].

Согласно теории [3, 4], для расчета амплитуды волны \vec{a} справедливы в циркулярном базисе следующие уравнения:

$$\frac{da_{\pm}}{dy} = \mp i G a_{\pm} - i \Delta E \left[\frac{r}{2} (b_{+} + b_{-}) \pm g b_{\pm} \right], \quad (1)$$