

РЕКОМБИНАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ ПАР, СВЯЗАННЫХ СО СЛОЕМ ПОВЕРХНОСТНОГО ЗАРЯДА В КРЕМНИИ

П.Д.Алтухов, А.В.Иванов, Ю.Н.Ломасов, А.А.Рогачев

В МОП-структурах (металл – окись – полупроводник) в кремнии под действием электрического поля возникает новая линия рекомбинационного излучения, обусловленная электронно-дырочными парами, связанными со слоем поверхностного заряда. Рассматривается возможность существования в такой системе двумерной электронно-дырочной жидкости.

В настоящей работе нами обнаружена новая линия рекомбинационного излучения (S -линия, рис.1), возникающая в МОП-структурах в кремнии при оптическом возбуждении под действием внешнего электрического поля. Интенсивность, спектральное положение и спектральная ширина S -линии зависят от величины и знака напряжения на структуре U (рис.1, 2). В экспериментах использовались МОП-структуры, изготовленные на $[100]$ -поверхности кремния n - и p -типа. Рекомбинационное излучение возбуждалось аргоновым лазером непрерывного действия через полупрозрачное металлическое покрытие. После прохождения через противоположную поверхность кремния вдоль направления $[100]$ из-

лучение регистрировалось с помощью установки, описанной в ¹. Экспериментальные данные для *n*-Si и *p*-Si оказались близкими. В обоих случаях *S*-линия излучения возникает только при образовании *p*-канала поверхностной проводимости. Величина порогового напряжения, при которой возникает *S*-линия (рис.2), оказалась близкой к пороговому напряжению U_0 , характеризующему появление проводимости *p*-канала при низких температурах.

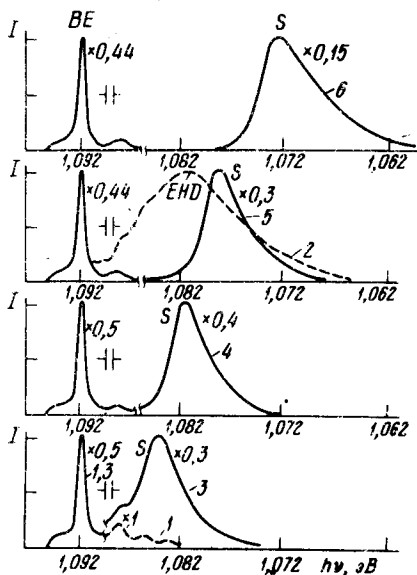


Рис.1

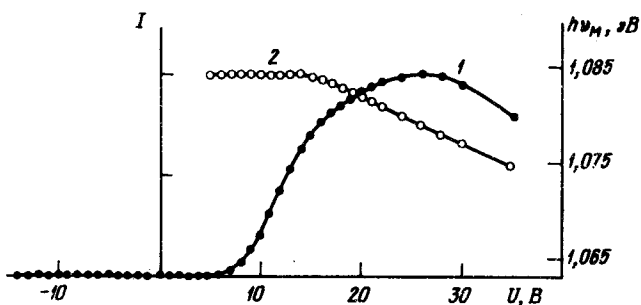


Рис.2

Рис.1. Спектральное распределение рекомбинационного излучения кремния I при температуре $T = 1,9$ К, *TO/LO*-линии. (МОП-структура № 3P2 с ориентацией $[100]$, изготовленная на пластине Si : P с концентрацией доноров $n_D \cong 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Напряжение на структуре U : 1, 2 – 0; 3 – 13,8 В; 4 – 21,6 В; 5 – 29,3 В; 6 – 44,75 В. Уровень возбуждения I_p : 1, 3, 4, 5, 6 – $1 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$; 2 – $5 \cdot 10^2 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. BE – *TO*-линия излучения экситона, связанного на нейтральном доноре (фосфоре), EHD – *TO/LO*-линия излучения трехмерных ЭДК при $U = 0$; кривая 1 – связанные многоэкситонные комплексы при $U = 0$.

Рис.2. Зависимость интенсивности в максимуме *S*-линии излучения I (1) и спектрального положения максимума *S*-линии $h\nu_m$ (2) от напряжения на структуре U при температуре $T = 1,9$ К и уровне возбуждения $I \approx 1 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ (МОП-структура № 3P2)

Полученные нами экспериментальные данные позволяют интерпретировать *S*-линию как линию излучения электронно-дырочных пар ($e-h$ пар), связанных со слоем поверхностного заряда. Рассмотрим механизм образования такой системы. Взаимодействие экситонов, генерируемых в кристалле, со слоем поверхностного заряда приводит к притяжению экситонов к поверхности, к их связыванию с этим слоем и образованию двумерной электронно-дырочной системы с поверхностной плотностью электронов n_e и поверхностной плотностью дырок $n_h = n_s + n_e$, где $n_s \cong \epsilon (U - U_0) / 4 \pi e d$, $\epsilon \cong 3,9$ – диэлектрическая проницаемость оксида, e – заряд электрона, d – толщина оксида. Под действием внешнего поля и сил взаимодействия между зарядами для электронов и дырок вблизи поверхности формируются потенциальные ямы (рис. 3), которые приводят к квантованию движения электронов и дырок вдоль направления, перпендикулярного поверхности ². При этом все электроны и дырки находятся на нижних квантовых уровнях, а их движение вдоль поверхности является свободным. Энергии Ферми электронов и дырок E_F^e и E_F^h в этом случае равны ²

$$E_F^e = \frac{\pi \hbar^2}{v_e m_e} n_e, \quad E_F^h = \frac{\pi \hbar^2}{v_h m_h} n_h. \quad (1)$$

Здесь $\nu_e = 2$ и $\nu_h = 1$ — число долин². Эффективная масса электронов $m_e \cong 0,2 m_0$ ³, где m_0 — масса свободного электрона. Эффективную массу дырок в (1) можно определить эмпирическим соотношением $m_h \approx (n_h/n_0)^{1/2} m_0$, где $n_0 \cong 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, которое учитывает наблюдавшееся в⁴ увеличение m_h с ростом n_s в области $n_s \cong (1 \div 3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Ширина S -линии по основанию в спектре равна $(E_F^e + E_F^h)$. Сравнение ширины S -линии с энергией Ферми дырок для слоя поверхностного заряда при отсутствии оптического возбуждения показывает, что наблюдаемые величины E_F^e и n_e в области значений $n_s \approx (1 \div 6) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, при которых существует S -линия, невелики: $E_F^e < 3 \text{ мэВ}$, $n_e \leq \leq 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Форма S -линии может существенно зависеть от флуктуаций поверхностного потенциала и закона дисперсии дырок. Следует отметить, что форма S -линии и ее спектральное положение практически не зависят от уровня возбуждения I_P при $I_P < 1 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. При этом существование S -линии отчетливо наблюдалось вплоть до $I_P \sim 10^{-3} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Измерения степени циркулярной поляризации S -линии излучения P_N в магнитном поле $H \parallel [100]$ в геометрии Фарадея при температуре $T = 1,9 \text{ К}$ показали, что S -линия практически не поляризована ($P_N < 3 \cdot 10^{-2}$ для S -линии при $H \leq 50 \text{ кЭ}$, и $P_N \cong 0,65$ для BE -линии при $H = 50 \text{ кЭ}$). Этот результат может наблюдаться в случае, когда энергия Ферми E_F^e намного превышает энергию парамагнитного расщепления электронов либо в случае, когда время спиновой релаксации электронов много больше их времени жизни. С ростом температуры S -линия смещается в спектре в коротковолновую сторону, а ее интенсивность падает, и при $T > T_0$ (где T_0 — не зависящая от I_P пороговая температура) S -линия не наблюдается.

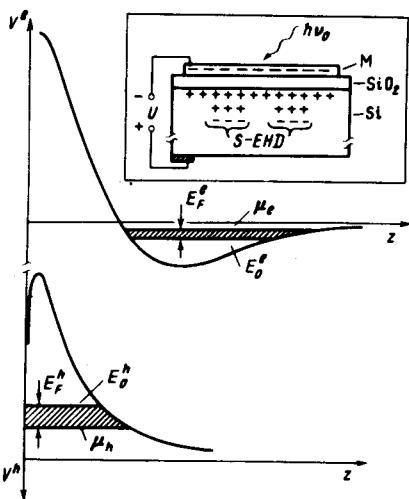


Рис.3. Распределение потенциала для электронов V^e и дырок V^h вдоль направления z , перпендикулярного поверхности кремния (качественный вид). E_0^e и E_0^h — нижние квантовые уровни электронов и дырок; μ_e и μ_h — химические потенциалы электронов и дырок; E_F^e и E_F^h — энергии Ферми электронов и дырок. На вставке показана схема МОП-структуры и распределение заряда электронов и дырок в S -ЭДК. $h\nu_0$ — энергия кванта возбуждающего излучения, М — металл, SiO_2 — окисел

Для структуры № 3Р2 (рис.1) $T_0 \cong 21 \text{ К}$ при $U \leq 22 \text{ В}$. Далее с ростом U T_0 возрастает до $T_0 \cong 35 \text{ К}$ при $U \cong 45 \text{ В}$. Наблюдаемая температурная зависимость S -линии свидетельствует о том, что в области $T \sim T_0$ резко возрастает испарение экситонов с поверхности в объем, и при $T > T_0$ связанное со слоем поверхностного заряда состояние $e-h$ пар не образуется.

Химический потенциал $e-h$ пар, определяющий положение коротковолнового края S -линии при низких температурах равен (рис.3)

$$\mu = \mu(n_s + n_e, n_e) = (E_0^h + E_F^h) + (E_0^e + E_F^e), \quad (2)$$

где E_0^h и E_0^e — энергии нижних квантовых уровней дырок и электронов относительно дна соответствующих зон. При $n_e \ll n_s$ основной вклад в μ определяется величиной $\mu_h = E_0^h + E_F^h$. Оценки, выполненные с помощью^{5,6}, показывают, что в области $n_s \cong (1 \div 6) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ $|\mu_h|$ с ростом n_s возрастает, вызывая наблюдаемое смещение S -линии в спектре в длинноволновую сторону с увеличением напряжения U . При этом значе-

ние n_s , соответствующее порогу возникновения S -линии, определяется из условия $\mu_0 + E_{ex} = 0$, где $E_{ex} \cong 14,7$ мэВ — энергия связи трехмерного экситона, $\mu_0 = \mu(n_s, 0)$ — химический потенциал $e - h$ пар при $n_e = 0$. Отсутствие S -линии при образовании n -канала поверхностной проводимости ($U < 0$ на рис.2) объясняется, по-видимому, тем, что для n -канала из-за большой кинетической энергии электронов $\mu_0 + E_{ex} > 0$.

Возможно, что в рассмотренной выше двумерной системе неравновесные $e - h$ пары при достаточно низкой температуре существуют в виде двумерной электронно-дырочной жидкости (S -ЭДЖ), и образуют двумерные электронно-дырочные капли (S -ЭДК), схематически показанные на рис.3, с поверхностной плотностью электронов $n_e = n_{e0}$ и поверхностной плотностью дырок $n_h = n_s + n_{e0}$. При этом плотность электронов вне S -ЭДК при низких температурах намного меньше величины n_{e0} . Образованию S -ЭДЖ может способствовать энергия обменно-корреляционного взаимодействия. Препятствовать образованию S -ЭДЖ могут кинетическая энергия электронов и дырок, а также электростатическая энергия, возникающая за счет того, что заряды электронов и дырок при наличии внешнего поля находятся на разном расстоянии от поверхности полупроводника (рис.3). Свойства S -ЭДЖ в определенной мере должны быть близки к свойствам двумерной ЭДЖ, теоретически рассмотренной в ⁷⁻⁹, и к свойствам двумерной ЭДЖ, связанной с поверхностью полупроводника и возникающей при различных способах обработки поверхности ^{10, 11}. Тем не менее, полученные нами данные не исключают возможности того, что S -ЭДЖ не образуется, S -линия соответствует излучению двумерной $e - h$ плазмы, а величина n_e мала и может зависеть от уровня возбуждения.

Выражаем благодарность В.Е.Харциеву за полезные обсуждения.

Литература

1. Алтухов П.Д., Ельцов К.Н., Рогачев А.А. ФТТ, 1981, 23, 552.
2. Landwehr G. Festkörperproblem, 1975, XV, 49.
3. Fowler A.B., Fang F.F., Howard W.E., Stiles P.J. Phys. Rev. Lett., 1966, 16, 901.
4. Lakhani A.A., Stiles P.Y., Cheng Y.C. Phys. Rev. Lett., 1974, 32, 1003.
5. Vinter B. Phys. Rev. B, 1976, 13, 4447.
6. Ando T. Phys. Rev. B, 1976, 13, 3468.
7. Kuramoto Y., Kamimura H. J. Phys. Soc. Japan, 1974, 37, 716.
8. Андрияшин Е.А., Силин А.П. ФТТ, 1976, 18, 2130.
9. Андрияшин Е.А., Келдыш Л.В., Силин А.П. ЖЭТФ, 1977, 73, 1163.
10. Корбутяк Д.В., Литовченко В.Г. ФТТ, 1981, 23, 1411.
11. Litovchenko V.G. Surf. Sci., 1978, 73, 446.