

УДК 621.315.592

ЭКСИТОННЫЙ РЕЗОНАНС НА УРОВНЕ ФЕРМИ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

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

Усиление электронно-дырочного взаимодействия на уровне Ферми двумерных электронов на поверхности кремния при большой плотности поверхностного заряда приводит к сильному изменению спектра рекомбинационного излучения двумерных электронов и появлению новой линии на коротковолновом краю спектра.

В спектрах рекомбинационного излучения кремниевых структур металл—окисел—полупроводник (МОП структур) наблюдается линия излучения электронно-дырочных пар, связанных со слоем поверхностного заряда, — S -линия [1, 2]. Ранее на примере [100]-дырочного слоя было показано, что поверхностные пары при малой плотности поверхностного заряда и низких уровнях возбуждения существуют в виде экситонов [3], а при большой плотности поверхностного заряда — в виде двумерной плазмы с пространственно разделенными электронным и дырочным слоями [1-4].

В настоящей работе исследована S -линия, возникающая при образовании [100]-электронного слоя и обусловленная излучательной рекомбинацией двумерных электронов и более удаленных от поверхности неравновесных дырок. Излучение регистрировалось вдоль направления, перпендикулярного поверхности. Эта линия наблюдается в структурах с большим временем жизни поверхностных пар [2]. При низких уровнях возбуждения ($\leq 10^{-3}$ Вт·см⁻²) ее спектральная форма не зависит от уровня возбуждения, и она доминирует в спектре (рис. 1, 2). Объемные линии связанного экситона при этом отсутствуют. С ростом уровня возбуждения в спектре появляется линия излучения электронно-дырочных капель, связанных со слоем поверхностного заряда (S -EHD; рис. 1). С ростом плотности двумерных электронов n_s возникает небольшое изменение спектрального положения коротковолнового края S -линии вблизи энергии кванта $\hbar\nu = 1.092$ эВ, причем S -линия наблюдается при любых n_s , а в магнитном поле H — при любых значениях степени заполнения уровней Ландау $\nu = n_s ch/eH$. В области $n_s < 5 \cdot 10^{11}$ см⁻² спектральная ширина линии практически не зависит от n_s и равна 2 мэВ. Спектральное положение этой линии, близкое к спектральному положению экситонной линии в объеме, свидетельствует о том, что в этой области S -линия обусловлена экситонами, связанными со слоем поверхностного заряда [3, 5]. В области $n_s \geq 5 \cdot 10^{11}$ см⁻² спектральная ширина S -линии определяется энергией Ферми двумерных электронов $E_F = \pi \hbar^2 n_s / m g_v$, где $m \approx 0.2 m_0$ — эффективная масса двумерных электронов, $g_v = 2$ — кратность долинного вырождения, и возрастает при увеличении n_s . Спектральное положение S -линии и ее ширина в этой области хорошо объясняются в рамках модели двухслойной системы [1, 2, 4]. При этом в магнитном поле в спектре отчетливо разрешаются уровни Ландау двумерных электронов (рис. 1, 2), а энергия расщепления этих уровней $\hbar \omega_c = \hbar e H / m c$ определяется перпендикулярной

поверхности компонентой магнитного поля. Ранее квантование спектра плотности состояний двумерных электронов в магнитном поле наблюдалось в [6] для линии излучения, близкой по энергии в спектре к исследованной в настоящей работе. Мы обнаружили, что для каждого верхнего по энергии уровня Ландау в сильном поперечном магнитном поле для $TO-S$ -линии наблюдаются излучательные переходы с верхнего спинового

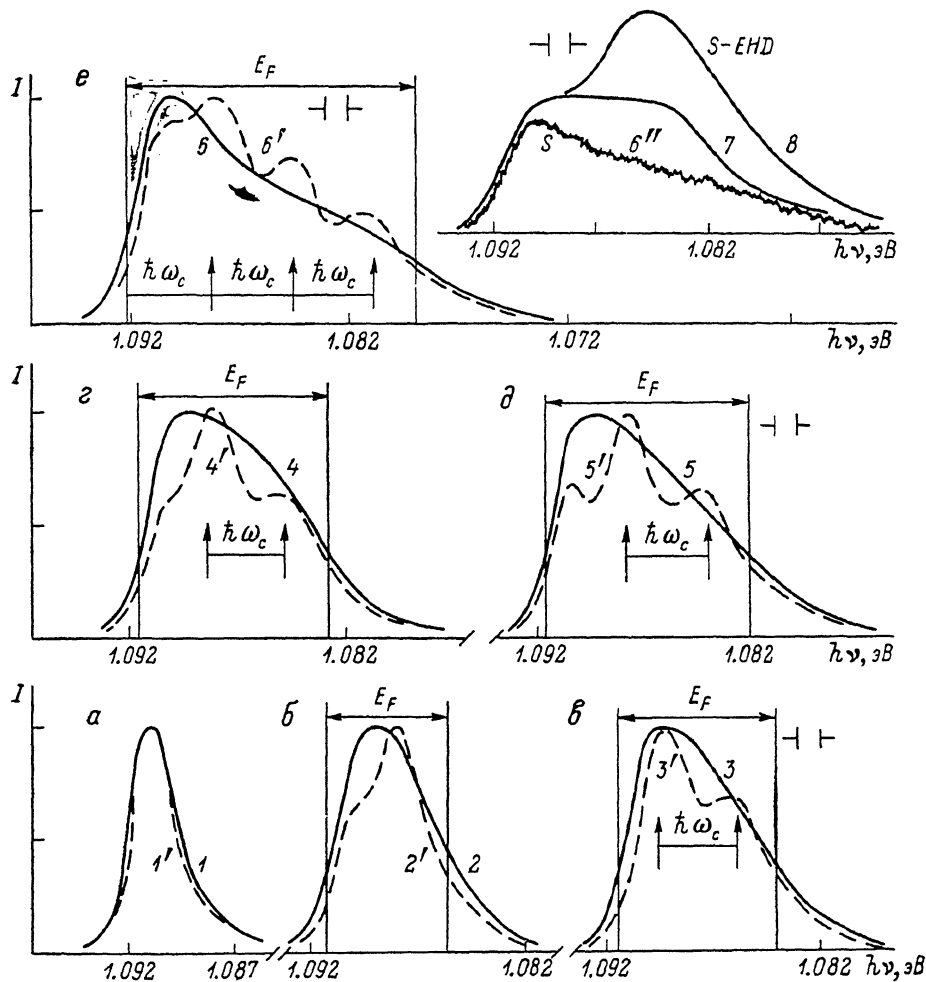


Рис. 1. Спектры S -линии излучения кремния при $T=1.9$ К ($TO-LO$ -повторение, Si: P, максимальная подвижность электронов в канале $\mu \approx 1.3 \cdot 10^4$ см²/В·с).

Плотность электронов n_s , 10^{12} см⁻²: 1, 1' — 0.32; 2, 2' — 0.94; 3, 3' — 1.3; 4, 4' — 1.45; 5, 5' — 1.6; 6, 6', 6'', 7, 8 — 2.2. Магнитное поле (перпендикулярное поверхности) H , кЭ: 1—6, 6'', 7, 8 — 0; 1'—6' — 67. Уровень возбуждения, Вт·см⁻²: 1—6, 1'—6' — 10^{-3} ; 6'' — $3 \cdot 10^{-4}$; 7 — 10^{-2} ; 8 — 4×10^{-2} . $\nu=2$ (а), 5.8 (б), 8 (в), 9 (г), 10 (д), 13.6 (е).

уровня электронов на нижний спиновый уровень дырок и переходы с нижнего спинового уровня электронов ($\nu=0 \div 2, 4 \div 6, 8 \div 10$) на нижний спиновый уровень дырок. Этот результат свидетельствует о сильном смешивании состояний дырок с моментом $\pm 3/2$ и $\pm 1/2$ и анизотропии волновых функций дырок в плоскости образца.¹ В отсутствие такого смешивания в использованной нами геометрии оба этих перехода для $TO-S$ -линии запрещены.

Форма спектра S -линии существенно отличается от прямоугольной формы спектра плотности состояний, приведенной в [6]. Это отличие воз-

¹ Благодарим Г. Е. Пикуса и Н. С. Аверкиева за обсуждение правил отбора для непрямых переходов в кремнии.

растает при увеличении n_s . При больших n_s наблюдается сильное увеличение интенсивности излучения на коротковолновом краю S -линии, а в области $n_s \geq 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ с ростом n_s на коротковолновом краю линии возникает новая узкая линия — S' -линия излучения ($\hbar\nu \approx 1.0935 \text{ эВ}$), интенсивность которой возрастает при понижении температуры (рис. 2). Формирование коротковолновой особенности в спектре S -линии начинается при

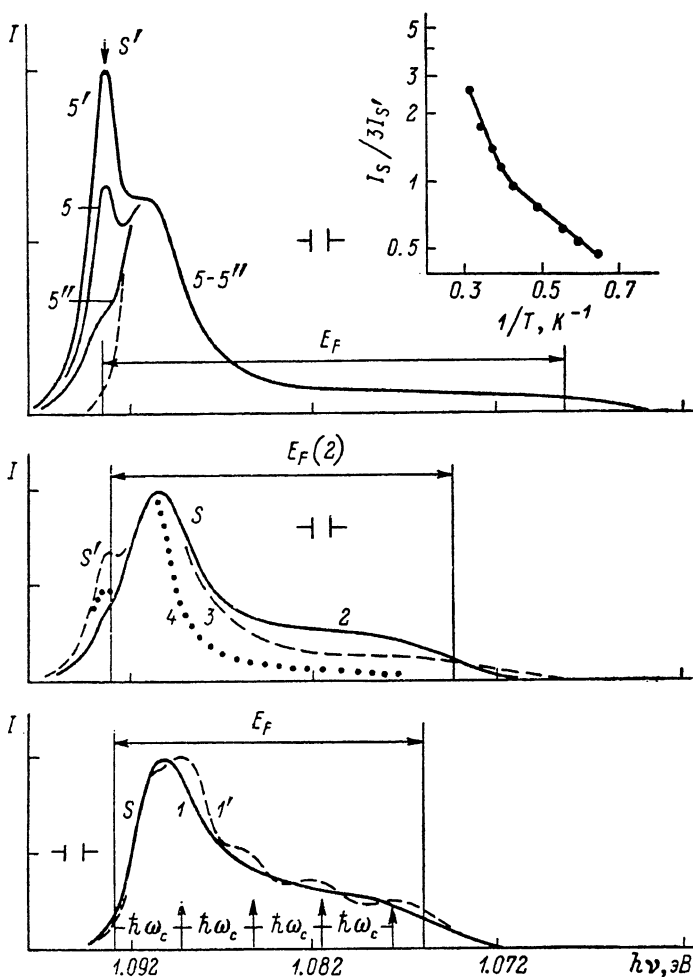


Рис. 2. Спектры S -линии излучения кремния при большой плотности двумерных электронов ($TO-LO$ -повторение, Si : P, $\mu \approx 1.3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$).

$T, \text{ К}$: 1, 1', 2-4 — 1.9; 5 — 2; 5' — 1.55; 5'' — 3.2. Плотность электронов $n_s, 10^{12} \text{ см}^{-2}$: 1, 1' — 3.0; 2 — 3.2; 3; — 3.6; 4 — 5.1; 5-5'' — 4.3. Магнитное поле (перпендикулярное поверхности) $H, \text{ кЭ}$: 1-5, 5', 5'' — 0; 1' — 67. Уровень возбуждения — $10^{-3} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. На вставке — температурная зависимость отношения интегральных интенсивностей S - и S' -линий при $n_s = 4.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

малых n_s и не может быть связано с заполнением верхнего квантового уровня электронов в приповерхностной потенциальной яме. Этот вывод подтверждается также сужением коротковолновой части S -линии при увеличении n_s . Аномально большая интенсивность излучения на коротковолновом краю S -линии свидетельствует об увеличении вероятности излучательных переходов для электронов вблизи уровня Ферми, которые вызвано электронно-дырочным корреляционным взаимодействием. Это взаимодействие при больших n_s приводит к увеличению плотности электронов вблизи дырки и притяжению дырки к поверхности, а при малых n_s — к образованию экситонов.

Можно предположить, что увеличение коротковолновой особенности в спектре S -линии с ростом n_s обусловлено процессами электронно-дыроч-

ного рассеяния с резонансным туннелированием двумерных электронов с уровня Ферми в состояние экситона. Такие процессы при наличии пространственного разделения электронного и дырочного слоев и приближении уровня Ферми двумерных электронов к уровню экситона в кремнии могут вызывать сильное увеличение плотности электронов в области более удаленного от поверхности дырочного слоя для электронов вблизи уровня Ферми (рис. 3). Наблюдаемое нами поведение коротковолновой особенности в спектре S -линии существенно отличает ее от кулоновского резонанса [7-9], который с ростом n_s должен плавно уменьшаться. Отметим, что волновая функция двумерных электронов вдали от дырки на небольших расстояниях от поверхности слабо зависит от энергии электронов, проявляя сильную зависимость от энергии только на больших расстояниях от поверхности при большой величине E_F [10]. В то же время плотность электронов вблизи дырки при больших n_s может существенно зависеть от их энергии (рис. 3). В магнитном поле при $n_s \geq 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ наблюдается анизотропное гашение коротковолновой особенности в спектре S -линии, зависящее от перпендикулярной

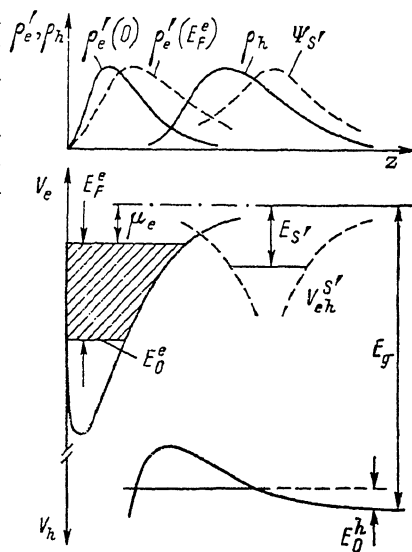


Рис. 3. Распределение потенциала для электронов V_e и дырок V_h , плотности электронов вблизи дырки на две зоны $\rho_e^e(0)$ и на уровне Ферми $\rho_e^e(E_F^e)$, а также плотности дырок ρ_h^h в приповерхностной области кремния (качественный вид).

$E_F^e = E_F$; E_0^e, E_0^h — нижние квантовые уровни электронов и дырок; $V_{eh}^{S'}$ — потенциал электронно-дырочного взаимодействия в экситоне; E_S' — энергия связи экситона; $\Delta = (\mu_e + E_0^h) - E_S'$; $\psi_{S'}$ — волновая функция экситона.

поверхности компоненты магнитного поля, что свидетельствует в пользу изложенной выше модели.

Существенное усиление коротковолновой особенности в спектре S -линии наблюдается при появлении S' -линии излучения, которая в изложенной выше модели представляет собой линию излучения экситонов, связанных со слоем поверхностного заряда, и которая возникает при прохождение коротковолнового края S -линии в спектре через положение уровня энергии такого S' -экситона. Эти экситоны должны быть несколько удалены от поверхности (рис. 3), что обеспечивает уменьшение экранирования кулоновского взаимодействия электрона и дырки и увеличение энергии электронно-дырочного взаимодействия. По наклону температурной зависимости отношения интенсивностей S - и S' -линий в области низких температур (рис. 2) мы определили энергию связи экситонов (линия S') по отношению к состоянию поверхностной электронно-дырочной плазмы (линия S), равную $\Delta \approx 0.3 \text{ мэВ}$ при $n_s \approx 4.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Отклонение этой температурной зависимости ($\lg(I_S/I_{S'})$ от T^{-1}) от линейного закона при высоких температурах свидетельствует об уменьшении энергии связи Δ при увеличении температуры. Не исключено, что S' -экситон представляет собой связанное состояние дырки и электрона из верхнего квантового уровня энергии в приповерхностной потенциальной яме. Возможно также, что при достаточно больших n_s ($n_s \geq 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) начинается заполнение верхнего квантового уровня энергии электронов, которое вызывает дополнительное усиление коротковолновой особенности в спектре S -линии.

Л и т е р а т у р а

- [1] *Алтухов П. Д., Иванов А. В., Ломасов Ю. Н., Рогачев А. А.* Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 1, с. 5—8; 1984, 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., Крутицкий А. В.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, № 11, с. 427—430.
- [4] *Алтухов П. Д., Бакун А. А., Концевой Ю. А.* и др. ФТТ, 1987, т. 29, № 8, с. 2412—2419.
- [5] *Аверкиев Н. С., Пикус Г. Е.* ФТП, 1987, т. 21, № 8, с. 1493—1495.
- [6] *Кукушкин И. В., Тимофеев В. Б.* Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, № 8, с. 387—390; ЖЭТФ, 1987, т. 93, № 3, с. 1088—1109.
- [7] *Mahan G. D.* Phys. Rev., 1967, vol. 153, N 4, p. 882—900.
- [8] *Asnin V. M., Stepanov V. I., Zimmermann R., Rosler M.* Sol. St. Commun., 1983, vol. 47, N 8, p. 655—657.
- [9] *Skolnick M. S., Rorison J. M., Nash K. J.* et al. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 20, p. 2130—2133.
- [10] *Мешков С. В.* ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 6, с. 2252—2262.

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

Поступило в Редакцию
14 июня 1988 г.