

## ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК, ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ЦЕНТРАХ В КРЕМНИИ

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

В спектрах рекомбинационного излучения кремниевых структур металл—окисел—полупроводник с длинноволновой стороны от линии излучения электронно-дырочных пар, связанных со слоем поверхностного заряда ( $S$ -линии), обнаружена новая линия —  $D$ -линия излучения. Поведение спектров  $D$ -линии в зависимости от плотности двумерных электронов на поверхности кремния и уровня возбуждения, а также результаты исследования циркулярной поляризации излучения в магнитном поле свидетельствуют о том, что эта линия обусловлена излучательной рекомбинацией двумерных электронов и дырок, локализованных на поверхностных центрах в кремнии.

В спектрах рекомбинационного излучения кремния в структурах металл—окисел—полупроводник (МОП-структурах) ранее была обнаружена линия излучения электронно-дырочных пар, связанных со слоем поверхностного заряда, —  $S$ -линия излучения [1, 2]. Оказалось, что поверхностные пары при большой плотности поверхностного заряда  $n_s$  существуют в виде двумерной электронно-дырочной плазмы с пространственно разделенными электронным и дырочным слоями [1-3]. Спектральное положение  $S$ -линии при этом определяется энергетической глубиной уровня Ферми двумерных носителей в слое поверхностного заряда (в первом слое) и небольшой энергией электронно-дырочного корреляционного взаимодействия, которое определяет притяжение носителей противоположного знака (из второго слоя) к поверхности при малой плотности поверхностных пар [1]. Спектральная ширина  $S$ -линии в этом случае при малой плотности пар определяется энергией Ферми двумерных носителей в первом слое. При малых  $n_s$  из-за уменьшения экранирования кулоновского взаимодействия электронов и дырок поверхностные пары существуют в виде экситонов, связанных со слоем поверхностного заряда [4, 5]. Спектральное положение  $S$ -линии в этом случае приближается к спектральному положению линии излучения экситона в кремнии. Изложенная выше модель оказалась пригодной для объяснения спектральных характеристик  $S$ -линии как в случае [100]-дырочного слоя [1-4], так и в случае [100]-электронного слоя [2, 6].

В настоящей работе с длинноволновой стороны от  $S$ -линии в спектре нами обнаружена новая линия рекомбинационного излучения —  $D$ -линия (рис. 1), которая наблюдается при образовании [100]-электронного слоя поверхностного заряда с различной подвижностью двумерных электронов ( $\mu \sim 10^3$ – $10^4$  см<sup>2</sup>/В·с) на некоторых МОП-структурах на кремнии, легированном донорами (фосфором), отличающихся, по-видимому, достаточно большой концентрацией акцепторных поверхностных центров. Существование этой линии в спектре практически не зависит от концентрации легирующих доноров. Результаты исследования спектров  $D$ -линии в зависимости от плотности двумерных электронов и уровня возбуждения и измерение циркулярной поляризации  $D$ -линии излучения в маг-

нитном поле позволяют интерпретировать ее как линию, обусловленную излучательной рекомбинацией двумерных электронов и дырок, локализованных на поверхностных центрах в кремнии.

При изменении напряжения на затворе  $D$ -линия излучения появляется пороговым образом, и порог ее возникновения совпадает с порогом образования двумерного электронного слоя, что отчетливо наблюдается при одновременной регистрации спектров рекомбинационного излучения и поверхностной проводимости кремния (рис. 1, 2). Интенсивность  $D$ -линии при увеличении  $n_s$  сначала возрастает, достигая своего максимума при  $n_s \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а затем плавно уменьшается. В области порога максимум

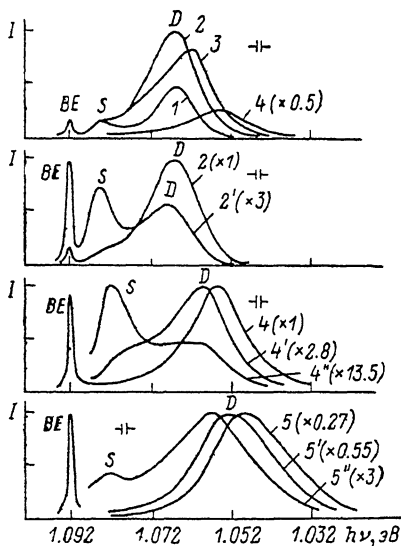


Рис. 1. Спектры рекомбинационного излучения кремния при температуре  $T=1.9 \text{ К}$  Si : P с концентрацией доноров  $n_D \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , [100]-электронный слой,  $TO-LO$ -линии.

Плотность двумерных электронов в канале  $n_s$ ,  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ : 1 — 0.7; 2, 2' — 3; 3 — 5.4; 4 — 4'' — 14.7; 5 — 5'' — 33.5. Уровень возбуждения  $I_p$ , Вт·см $^{-2}$ : 1—5 —  $10^{-8}$ ; 2'—5' —  $10^{-3}$ ; 4'', 5'' —  $10^{-1}$ .

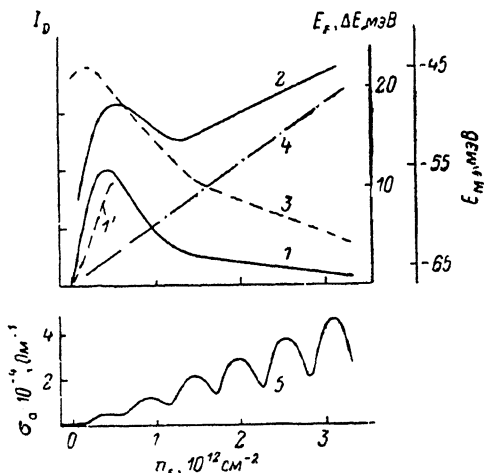


Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности  $D$ -линии излучения  $I_D$  ( $I, I'$ ), ее спектральной ширины  $\Delta E$  (2) и спектрального положения ее максимума относительно ширины запрещенной зоны кремния  $E_M$  (3) от плотности двумерных электронов  $n_s$  при температуре  $T=1.9 \text{ К}$  и уровне возбуждения  $I_p=3 \cdot 10^{-3} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

$H$ , кЭ: 1—4 — 0; 1', 5 — 50; 4 — энергия Ферми двумерных электронов  $E_F = \pi \hbar^2 n_s / m g_s$ ; 5 — проводимость двумерных электронов  $\sigma_{xx}$  в магнитном поле, перпендикулярном поверхности. Максимальная подвижность электронов  $\mu \approx 6 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

$D$ -линии в спектре находится на 25 мэВ ниже по энергии линии излучения связанного экситона, что соответствует энергии рекомбинирующих электронно-дырочных пар, равной величине  $E_M \approx -45 \text{ мэВ}$ , относительно ширины запрещенной зоны, а при увеличении  $n_s$  эта линия смещается в длинноволновую область спектра. Спектральная ширина  $D$ -линии при увеличении  $n_s$  в области порога возрастает, достигает своего максимума при  $n_s \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , затем уменьшается, а при достаточно больших  $n_s$  снова возрастает, приближаясь к энергии Ферми двумерных электронов в слое поверхностного заряда  $E_F = \pi \hbar^2 n_s / m g_s$ , где  $m \approx 0.2 m_0$  — эффективная масса двумерных электронов,  $g_s = 2$  — кратность долинного вырождения (рис. 2).

С ростом уровня возбуждения интенсивность  $D$ -линии возрастает по сублинейному закону и при высоких уровнях возбуждения стремится к насыщению (рис. 3). Интенсивности  $S$ -линии и объемной линии излучения связанного экситона ( $BE$ ) возрастают по закону, близкому к линейному. По этой причине  $D$ -линия доминирует в спектре при низких уровнях возбуждения. При уровнях возбуждения  $\leq 10^{-4} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  она является основ-

ным каналом рекомбинационного излучения для большого количества исследованных нами структур. При уровнях возбуждения  $\geq 10^{-1}$  Вт·см<sup>-2</sup> в спектре доминирует *S*-линия излучения. С ростом уровня возбуждения возникает коротковолновый сдвиг *D*-линии излучения (рис. 1, 3), который существенно превышает коротковолновый сдвиг *S*-линии в случае [100]-дырочного слоя в области существования двухслойной электронно-дырочной плазмы [8]. Величина этого сдвига максимальна при большой плотности двумерных электронов.

Из наблюдаемых изменений спектрального положения *D*-линии и ее интенсивности в зависимости от  $n_s$ , близости ее ширины к энергии Ферми

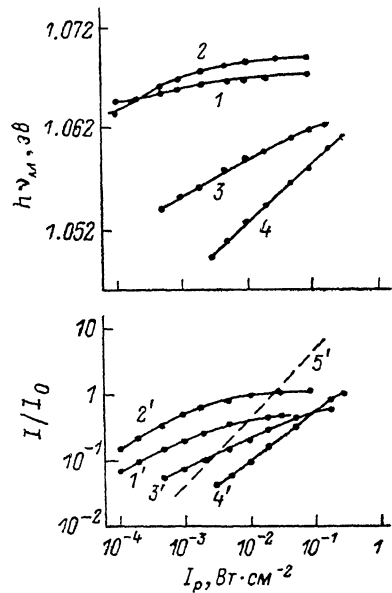


Рис. 3. Зависимость спектрального положения максимума *D*-линии излучения  $h\nu_D$  (1—4) и ее интегральной интенсивности  $I$  (1'—4') от уровня возбуждения  $I_p$  при температуре  $T=1.9$  К.

Плотность электронов в канале  $n_s$ ,  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>: 1, 1', 5' — 0.7; 2, 2' — 3; 3, 3' — 14.7; 4, 4' — 33.5; 5' — интенсивность *S*-линии;  $I_0$  — интенсивность *D*-линии при  $I_p=1$  Вт·см<sup>-2</sup>.

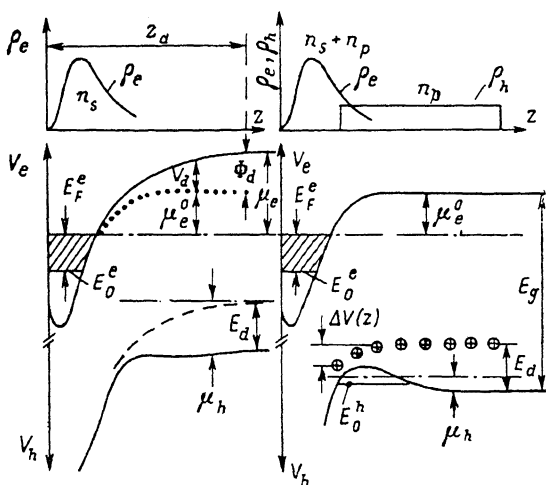


Рис. 4. Распределение потенциала для электронов  $V_e$  и дырок  $V_h$ , плотности двумерных электронов  $\rho_e$  и плотности локализованных дырок  $\rho_h$  вблизи поверхности кремния.

Слева — при незаполненных поверхностных центрах, справа — при полностью заполненных поверхностных центрах (качественный вид).  $\rho_e$ ,  $\mu_e^0$ ,  $\mu_h^0$  — химические потенциалы электронов и дырок;  $V_d$  — потенциал заряженных примесных центров;  $\Phi_d$  — разность потенциалов, обусловленная наличием заряженных примесных центров;  $E_d$  — энергия связи дырки на примесном центре;  $E_0^e$ ,  $E_0^h$  — нижние квантовые уровни энергии электронов и дырок в двухслойной электронно-дырочной системе. Величина  $\mu_e^0$  зависит от  $n_p$ ; величины  $\mu_e^0$  справа и слева близки при  $n_d \ll n_s$ .

двумерных электронов при больших  $n_s$  и существовании коротковолнового сдвига линии при увеличении уровня возбуждения с необходимостью следует вывод о том, что *D*-линия обусловлена излучательной рекомбинацией электронов из слоя поверхностного заряда и более удаленных от поверхности дырок, локализованных на акцепторных поверхностных центрах в кремнии. При этом коротковолновый сдвиг *D*-линии, возникающий с ростом уровня возбуждения, аналогичен по своей природе коротковолновому сдвигу *S*-линии и является следствием существования пространственного разделения электронов и дырок [1, 3]. Изложенную выше модель иллюстрирует рис. 4, на котором показаны ход потенциала для электронов и дырок вблизи поверхности при различных уровнях возбуждения и уровни энергии двумерных электронов в квантовой потенциальной яме и дырок, локализованных на поверхностных центрах. Можно предположить, что в исследованных нами структурах роль таких поверхностных центров играют акцепторные атомы бора, избыточная концентрация которых

могла бы появиться вблизи поверхности в результате нанесения на окисел полупрозрачного металлического затвора из поликристаллического кремния, легированного бором. Как будет показано ниже, спектральное положение  $D$ -линии подтверждает это предположение. Вместе с тем не исключено, что нами обнаружен новый тип поверхностных центров и для окончательного определения их природы необходимы дополнительные исследования.

Согласно рис. 4, ход потенциала для электронов в зоне проводимости вблизи поверхности определяется двумерными электронами с плотностью  $n_s + n_p$ , где  $n_p$  — дополнительное число двумерных электронов, возникающее при увеличении уровня возбуждения и равное числу заполненных поверхностных центров, и отрицательно заряженными незаполненными поверхностными центрами с плотностью  $n_d - n_p$ , где  $n_d$  — плотность поверхностных центров. Величины  $n_d$  и  $n_p$  можно представить в виде  $n_d = N_d z_d$ ,  $n_p = N_p z_d$ , где  $N_d$  — средняя объемная плотность поверхностных центров,  $N_p$  — средняя объемная плотность заполненных центров,  $z_d$  — длина области, в которой находятся поверхностные центры. При равномерном распределении поверхностных центров на расстоянии  $z \leq z_d$  от поверхности вклад заряженных центров в потенциальную энергию электронов равен [7]

$$V_d = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_0} (n_d - n_p) \left( z - \frac{z^2}{2z_d} \right), \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость кремния. Вклад заряженных центров в величину химического потенциала электронов в квантовой потенциальной яме равен

$$\Phi_d = V_d |_{z=z_d} = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_0} (n_d - n_p) \frac{z_d}{2}. \quad (2)$$

Спектральное положение коротковолнового края  $D$ -линии определяется величиной химического потенциала двумерных электронов  $\mu_s = (\mu_s^0 - \Phi_d)$ , где величина  $\mu_s^0$  зависит от  $n_s$  и  $n_p$  и характеризует вклад электронной плотности в величину химического потенциала, и средней энергией связи дырок  $(E_d - \Delta V_d)$ , где  $E_d$  — энергия связи дырки на центре, удаленном от поверхности, а величина  $\Delta V_d$  определяет среднее изменение энергии локализованной дырки, связанное с изгибом валентной зоны в электрическом поле вблизи поверхности, т. е. равна среднему значению величины  $\Delta V(z)$  (рис. 4). При расчете средней энергии отталкивания дырок от поверхности  $\Delta V_d$  необходимо учитывать функцию распределения дырок по энергиям и уменьшение вероятности излучательных переходов при удалении дырки от поверхности, связанное с уменьшением плотности электронов. Необходимо также учесть уменьшение энергии связи акцептора в результате экранирования потенциала заряженного акцептора двумерными электронами. С учетом этих величин энергия кванта излучения, определяющая положение коротковолнового края  $D$ -линии в спектре, равна  $h\nu_D = (E_g - \hbar\omega_N) + \mu_D$ , где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны;  $\hbar\omega_N$  — энергия фонона, участвующего в рекомбинации;  $\mu_D$  — энергия электронно-дырочных пар, определяющих положение коротковолнового края спектра плотности состояний. Эта величина равна

$$\mu_D \simeq (\mu_s^0 - \Phi_d) - (E_d - \Delta V_d). \quad (3)$$

Здесь  $\mu_D, \mu_s^0 < 0$ ;  $\Phi_d, E_d, \Delta V_d > 0$ . Из (2) и (3) видно, что при увеличении уровня возбуждения и плотности дырок, локализованных на поверхностных центрах, должен наблюдаться коротковолновый сдвиг  $D$ -линии излучения, равный

$$\Delta\mu_D \simeq \Phi_d |_{n_p=0} - \Phi_d = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_0} n_p \frac{z_d}{2}. \quad (4)$$

Максимальная величина коротковолнового сдвига равна  $\Delta\mu_D^M = = 4\pi e^2 n_d z_d / 2\epsilon_0$ . Эта величина наблюдается при  $n_p = n_d$  в области насыщения интенсивности  $D$ -линии и ее коротковолнового сдвига при высоких уровнях возбуждения (рис. 3). Измерив плотность поверхностных пар по проводимости двухслойной электронно-дырочной плазмы и величине коротковолнового сдвига  $S$ -линии в условиях существования [100]-дырочного слоя [3] с учетом того, что при  $n_p < n_d$  основная часть дырок на поверхности кремния связывается на поверхностных центрах, по плотности заполненных центров  $n_p$  и величине коротковолнового сдвига  $D$ -линии с помощью (4) можно определить среднее расстояние таких центров от поверхности  $z_d/2$ . По величине  $z_d/2$  и максимальному значению коротковолнового сдвига  $D$ -линии можно определить плотность поверхностных центров  $n_d$ . Для структуры, характеристики которой приведены в настоящей работе, плотность поверхностных центров оказалась равной  $n_d \sim 10^{10}$  см $^{-2}$ , а их среднее расстояние от поверхности —  $z_d/2 \sim (2 \div 3) \cdot 10^{-6}$  см. Этим величинам соответствует объемная плотность центров  $N_d \sim 3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ .

Спектральная ширина  $D$ -линии и ее спектральная форма определяются спектром плотности состояний двумерных электронов и энергетическим спектром дырок, участвующих в рекомбинации. Ширина энергетического спектра электронов равна их энергии Ферми. Ширина энергетического спектра дырок определяется шириной полосы уровней энергии дырок в области изгиба валентной зоны вблизи поверхности (т. е. величиной  $\Delta V(z)$  на рис. 4), а также флуктуациями поверхностного потенциала и в существенной мере зависит от вероятности излучательных переходов, которая уменьшается при удалении дырки от поверхности в результате уменьшения плотности электронов. При малой плотности электронов энергия Ферми электронов мала и наблюдаемый спектр  $D$ -линии и ее ширина определяются спектром состояний дырок. При этом большая ширина  $D$ -линии, по-видимому, объясняется тем, что большой радиус волновой функции электронов в области малых  $n_e$  [7] обеспечивает медленное уменьшение вероятности излучательных переходов с ростом  $z$  и большую ширину энергетического спектра дырок. В этих условиях дырки, удаленные от поверхности на большие расстояния, могут вносить существенный вклад в  $D$ -линию. С ростом плотности электронов радиус волновой функции электронов уменьшается [7], вызывая уменьшение ширины энергетического спектра дырок, участвующих в рекомбинации. Энергия Ферми электронов при этом возрастает, становится больше ширины спектра дырок и при достаточно больших  $n_e$  определяет спектральную ширину  $D$ -линии излучения. При этом существенный вклад в  $D$ -линию могут вносить дырки, расположенные на близком расстоянии от поверхности. Уменьшение радиуса волновой функции электронов с ростом  $n_e$  вызывает увеличение среднего расстояния между двумерными электронами и поверхностными центрами. Этим, по-видимому, объясняется наблюдаемое сужение  $D$ -линии излучения и увеличение ее коротковолнового сдвига  $\Delta\mu_D$  при увеличении плотности двумерных электронов.

Смещение  $D$ -линии в длинноволновую область спектра с ростом  $n_e$  при полностью заполненных поверхностных центрах обусловлено в основном увеличением глубины уровня Ферми электронов в квантовой потенциальной яме, т. е. изменением величины  $\mu_e^0$  [8]. Дополнительный вклад в величину этого смещения может также вносить изменение энергии отталкивания дырок от поверхности  $\Delta V_d$ . При частично заполненных центрах величина этого смещения может возрастать из-за увеличения коротковолнового сдвига  $\Delta\mu_D$  с ростом  $n_e$ . Следует отметить, что существенное отличие наблюдаемого спектра  $D$ -линии от прямоугольного спектра плотности состояний двумерных электронов при больших  $n_e$  может быть связано с большой шириной энергетического спектра локализованных дырок. Определенный вклад в величину размытия длинноволнового края  $D$ -линии может вносить электрон-электронное взаимодействие [8] и флуктуации поверхностного потенциала. При малых  $n_e$  квантовая потенциальная

яма для электронов становится мелкой и вблизи порога возникновения  $D$ -линии ее спектральное положение при  $n_p = n_d$  определяется в основном энергией связи дырки на поверхностном центре  $E_d$ . В исследованных нами структурах спектральному положению  $D$ -линии в этих условиях соответствует величина  $E_d \approx 45$  мэВ, которая совпадает с энергией связи дырки на атоме бора, что подтверждает изложенное выше предположение о природе поверхностных центров. Ранее в [9] вблизи линии излучения связанного экситона наблюдалась линия, которая интерпретировалась как результат излучательной рекомбинации двумерных электронов и дырок, локализованных на атомах бора. Эта интерпретация противоречит результатам настоящей работы и не позволяет объяснить спектральное положение исследованной в [9] линии излучения, поскольку линия излучения двумерных электронов и дырок, локализованных на атомах бора, при достаточно малых  $n_s$  должна находиться в спектре примерно на 25 мэВ ниже по энергии линии излучения связанного экситона. По нашему мнению, в [9] наблюдалась  $S$ -линия излучения, аналогичная исследованной в работах [2, 6].

Вывод о природе  $D$ -линии излучения подтверждается результатами исследования циркулярной поляризации рекомбинационного излучения в магнитном поле, перпендикулярном поверхности, в геометрии Фарадея. Двумерные электроны в слое поверхностного заряда находятся в двух нижних по энергии долинах [7]. Согласно [10],  $TO$ -линия излучения электронов из этих долин при регистрации излучения в направлении распространения света, перпендикулярном поверхности, в магнитном поле должна быть неполяризованной. Электрическое поле вблизи поверхности расщепляет состояния локализованных дырок на нижние по энергии состояния с моментом  $j_z = \pm 3/2$  и состояния с моментом  $j_z = \pm 1/2$ , которое находится существенно выше по энергии и вклада в излучение при температурах жидкого гелия не вносит. В этом случае  $TO-D$ -линия, так же как и  $TO-S$ -линия [11], должна быть неполяризованной и может наблюдаться лишь в меру подмешивания к состояниям дырок с моментом  $j_z = \pm 3/2$  состояний с моментом  $j_z = \pm 1/2$  [6, 10]. Поляризация  $LO-D$ -линии излучения должна быть обусловлена ориентацией нижних по энергии дырок с моментом  $j_z = \pm 3/2$  в магнитном поле. Ориентация двумерных электронов в магнитном поле при достаточно больших  $n_s$  из-за большой энергии Ферми электронов практически отсутствует и вклада в поляризацию не вносит. При этом знак поляризации  $LO-D$ -линии должен быть противоположен знаку поляризации  $TO$ -линии излучения экситона, связанного на нейтральном доноре.

Наблюдаемая циркулярная поляризация суммарной  $TO-LO-D$ -линии излучения в магнитном поле полностью совпала с ожидаемой в изложенной выше модели. Знак поляризации этой линии оказался противоположным знаку поляризации  $TO$ -линии излучения связанного экситона (рис. 5, 6). Поскольку слабая по интенсивности  $LO-D$ -линия находится выше по энергии неполяризованной  $TO-D$ -линии в спектре на величину  $E_{LO} - E_{TO} \approx 1.8$  мэВ, степень поляризации  $TO-LO-D$ -линии максимальна на коротковолновом краю линии в соответствии с результатами теоретического расчета спектрального распределения поляризации излучения (рис. 5). Средняя степень поляризации  $TO-LO-D$ -линии излучения в магнитном поле (рис. 6) совпала с теоретическим значением, равным

$$P_N = -I_{LO} (I_{LO} + I_{TO})^{-1} \text{th} (3g_1 \mu_0 H / 2kT), \quad (5)$$

где  $I_{LO}/I_{TO} \approx 0.14$ ,  $\mu_0$  — магнетон Бора,  $H$  — магнитное поле,  $kT$  — температура,  $g_1$  —  $g$ -фактор дырок. Наилучшее совпадение теории и эксперимента получено при  $g_1 \approx 0.6$ . Степень поляризации излучения при этом практически не зависит от уровня возбуждения и плотности двумерных электронов. Отсутствие гашения  $TO-D$ -линии в магнитном поле при больших  $n_s$  подтверждает вывод о расщеплении состояний локализованных дырок в электрическом поле вблизи поверхности и смешивании состояний

дырок с моментом  $j_z = \pm 3/2$  и  $j_z = \pm 1/2$  для нижнего уровня энергии. В отсутствие такого расщепления заполнение нижнего спинового уровня дырок с моментом  $j_z = -3/2$  в магнитном поле приводило бы к сильному гашению  $TO-D$ -линии излучения, поскольку излучательная рекомбинация двумерных электронов и дырок с моментом  $j_z = \pm 3/2$  с участием  $TO$ -фонона в использованной нами геометрии запрещена [10].

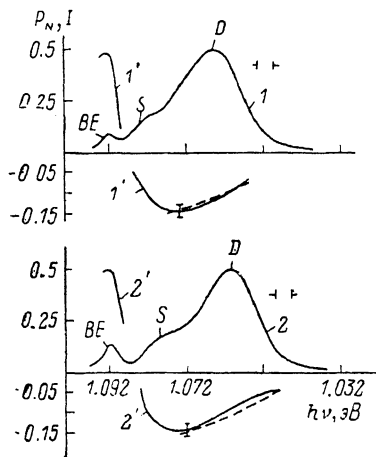


Рис. 5. Спектральное распределение излучения  $I$  (1, 2) и степени циркулярной поляризации излучения  $P_N$  ( $I'$ ,  $2'$ ) кремния при температуре  $T=1.9$  К, уровне возбуждения  $I_p \approx 5 \cdot 10^{-3}$  Вт·см $^{-2}$  в магнитном поле  $H=50$  кЭ (геометрия Фарадея,  $H \perp$  поверхности).

Плотность двумерных электронов на поверхности кремния  $n_s$ ,  $10^{11}$  см $^{-2}$ : 1,  $1'$  — 5.4; 2,  $2'$  — 10.1. Сплошные кривые — эксперимент. Штриховые кривые — теоретическая степень поляризации  $TO-LO-D$ -линии излучения при отношении интенсивностей  $LO$ - и  $TO$ -линий  $I_{LO}/I_{TO} = 0.14$  и энергии  $LO-TO$ -расщепления  $E_{LO} - E_{TO} \approx 1.8$  мэВ.

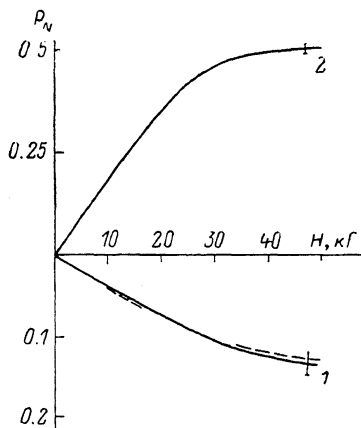


Рис. 6. Зависимость степени циркулярной поляризации излучения кремния  $P_N$  от магнитного поля  $H$  при температуре  $T=1.9$  К (геометрия Фарадея,  $H \perp$  поверхности).

1 —  $TO-LO-D$ -линия излучения,  $h\nu = 1.071$  эВ,  $n_s \approx 5.4 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ ; 2 —  $TO$ -линия излучения экситона, связанного на нейтральном доноре (фосфоре);  $h\nu = 1.092$  эВ. Сплошные кривые — эксперимент, штриховая — теория для  $TO-LO-D$ -линии при  $I_{LO}/I_{TO} \approx 0.14$  и  $g$ -факторе дырок с моментом  $\pm 3/2$   $g_1 = 0.6$ .

При регистрации излучения вдоль направления, параллельного поверхности,  $TO-D$ -линия в отсутствие магнитного поля оказалась поляризованной вдоль поверхности со степенью линейной поляризации  $(I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp}) \approx 0.30$ . Эта величина практически совпадает с теоретическим значением [10] в использованной нами модели.

Следует отметить, что при достаточно высоких уровнях возбуждения вклад в  $S$ -линию излучения (рис. 1) может вносить излучение электронно-дырочных капель, связанных со слоем поверхностного заряда [6].

В заключение авторы приносят благодарность А. А. Рогачеву, Г. Е. Пикусу, Н. С. Аверкиеву и М. Л. Шматову за полезные обсуждения.

#### Список литературы

- [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., 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] Аверкиев Н. С., Пикус Г. Е. // ФТП. 1987. Т. 21. № 8. С. 1493—1495.
- [6] Алтухов П. Д., Бакун А. А., Рогачев А. А., Рубцов Г. П. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 12. С. 3721—3723.

- [7] Ando T., Fowler A. B., Stern F. // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. N 2. P. 437—672.  
[8] Алтухов П. Д., Рогачев А. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 6. С. 1690—1696.  
[9] Кукушкин И. В., Тимофеев В. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 8. С. 387—390; ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 1. С. 258—277.  
[10] Пикус Г. Е. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 6. С. 1653—1664.  
[11] Алтухов П. Д., Бакун А. А., Рогачев А. А., Рубцов Г. П. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1988. Т. 52. № 3. С. 465—467.

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

Поступило в Редакцию  
11 октября 1988 г.

—————