

Излучательная рекомбинация в пленках SiO₂, имплантированных ионами Ge⁺ и отожженных в условиях гидростатического сжатия

© И.Е. Тыщенко[¶], Л. Реболе*

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

* Nanoparc GmbH,

D-01454 Dresden-Rossendorf, Deutschland

(Получена 5 ноября 2003 г. Принята к печати 3 декабря 2003 г.)

Исследованы спектры фотолюминесценции и спектры возбуждения фотолюминесценции при комнатной температуре в пленках SiO₂, имплантированных ионами Ge⁺ и отожженных в условиях гидростатического сжатия при температуре $T_a = 450\text{--}1100^\circ\text{C}$ и давлении $P = 12$ кбар. Установлено, что появление особенностей в спектрах эмиссии и спектрах возбуждения фиолетовой и зеленой полос фотолюминесценции коррелирует с формированием однородно напряженных нанокристаллов Ge. Высокоэнергетичный сдвиг полос фотолюминесценции с ростом $T_a \geq 800^\circ\text{C}$ объясняется смещением энергетических уровней формирующихся центров излучательной рекомбинации за счет возрастающих деформационных потенциалов. Наблюдаемая фотолюминесценция объясняется увеличением вероятности прямых излучательных переходов в нанокристаллах Ge с X-подобной зоной проводимости.

1. Введение

Возрастающий интерес к созданию и изучению свойств нанокристаллического Ge (nc-Ge) — материала, излучающего в видимой области спектра эмиссии и способного конкурировать с прямозонными полупроводниками (например, GaAs, AlGaAs), обусловлен особенностями его зонной структуры. Во-первых, достаточно большими значениями ширины запрещенной зоны [1]; во-вторых, близостью энергий прямых и непрямых переходов, способных обеспечивать короткие времена излучательной рекомбинации квантово-ограниченных электронов и дырок в nc-Ge [1,2]. Согласно имеющимся экспериментальным данным [2–9], фотолюминесценция (ФЛ) в фиолетовой (3.1–4.3 эВ) и зеленой (~ 2.2 – 2.4 эВ) областях энергетического спектра наблюдались в пленках SiO₂, содержащих Ge. Свойства этих полос сильно зависели от содержания Ge в матрице диоксида кремния и условий последующих термических воздействий. Фиолетовые пики ФЛ с максимумами 3.1 и 4.3 эВ доминировали в спектрах пленок SiO₂ с небольшим содержанием Ge (≤ 3 ат%), подвергнутых термическим обработкам при температуре $T_a \approx 500^\circ\text{C}$ [8]. Большинство авторов [10–12] объясняет природу этих пиков излучательными переходами между синглетными (S) и триплетными (T) состояниями $S_1 \rightarrow S_0$ и $T_1 \rightarrow S_0$ в системе энергетических уровней нейтральной кислородной вакансии, связанной с двумя атомами Ge в матрице SiO₂. Относительно природы зеленой полосы ФЛ до сих пор нет единодушного мнения исследователей. Ее происхождение иногда связывают с излучательной рекомбинацией квантово-ограниченных электронов и дырок в nc-Ge [2,5,6]. Однако отсутствие четкой корреляции между размерами нанокристаллов и положением максимума ФЛ явилось основной причиной для поиска альтернативных источников зеленой полосы ФЛ. Напри-

мер, рекомбинация квантово-ограниченных электронов и дырок в нанокластерах Ge с размерами порядка или менее 2 нм, не имеющих кристаллической структуры [7]. С другой стороны, в нашей предыдущей работе [13,14] было показано, что пленки SiO₂, содержащие аморфные нанокластеры германия с размерами около 2 нм, не люминесцируют в видимой области спектра эмиссии. Граница раздела nc-Ge-(матрица SiO₂) также указывалась в литературе в качестве возможного источника полосы ФЛ ~ 2.38 эВ [8], хотя другая группа авторов [2,9] рассматривает границу раздела как канал безызлучательной рекомбинации электронов и дырок, генерируемых в nc-Ge. Ранее нами было обнаружено, что появление зеленой полосы ФЛ пленок SiO₂ с достаточно низким содержанием Ge (0.67–3 ат% Ge), отожженных при высоких температурах ($T_a = 1130^\circ\text{C}$) в условиях гидростатического сжатия ($P = 12$ кбар), коррелирует с формированием однородно напряженных нанокристаллов Ge [13,14]. Цель данной работы состоит в более детальном исследовании спектров эмиссии и возбуждения ФЛ в видимом спектральном диапазоне пленок SiO₂, имплантированных ионами Ge⁺ и отожженных под давлением.

2. Методика экспериментов

Нанокристаллы Ge были сформированы в пленках SiO₂ толщиной 500 нм, термически выращенных на пластинах Si n -типа, с удельным сопротивлением 5–10 Ом·см, с ориентацией (100). Сначала пленки окисла были имплантированы ионами Ge⁺ с энергией 450 кэВ, затем с энергией 230 кэВ, дозами $3.0 \cdot 10^{16}$ и $1.8 \cdot 10^{16}$ см⁻² соответственно. Искользованные энергии и дозы ионов позволяли сформировать в пленке SiO₂ равномерное распределение Ge на глубине ~ 0.1–0.35 мкм. Содержание Ge в этом слое составляло ~ 3 ат%. После имплантации образцы отжигались при температурах $T_a = 450\text{--}1100^\circ\text{C}$ в течение 5 ч в

[¶] E-mail: tys@isp.nsc.ru
Fax: 3832332771

атмосфере Ar. Отжиг проводился в печи высокого давления при гидростатическом сжатии $P = 12$ кбар, а также в печи при атмосферном давлении. Отжиг в печи высокого давления проводился по следующей схеме. После помещения образца в печь, в ней повышалось давление до 12 кбар, затем осуществлялся нагрев образца до требуемой температуры. Заключительная стадия проводилась в обратном порядке: сначала выключался нагрев, а затем проводилось снятие давления. Такой порядок позволял исключить стадию возврата и зафиксировать при комнатной температуре эффект структурных превращений, достигнутый в условиях нагрева под давлением. Спектры ФЛ и возбуждения ФЛ измерялись при комнатной температуре, используя спектрометр Spex Fluoromax в комбинации с фотоприемником R928 фирмы Hamamatsu.

3. Результаты

На рис. 1, *a* представлены нормированные на максимум интенсивности спектры ФЛ, возбуждаемые излучением с энергией 5.16 эВ в пленках SiO₂, имплан-

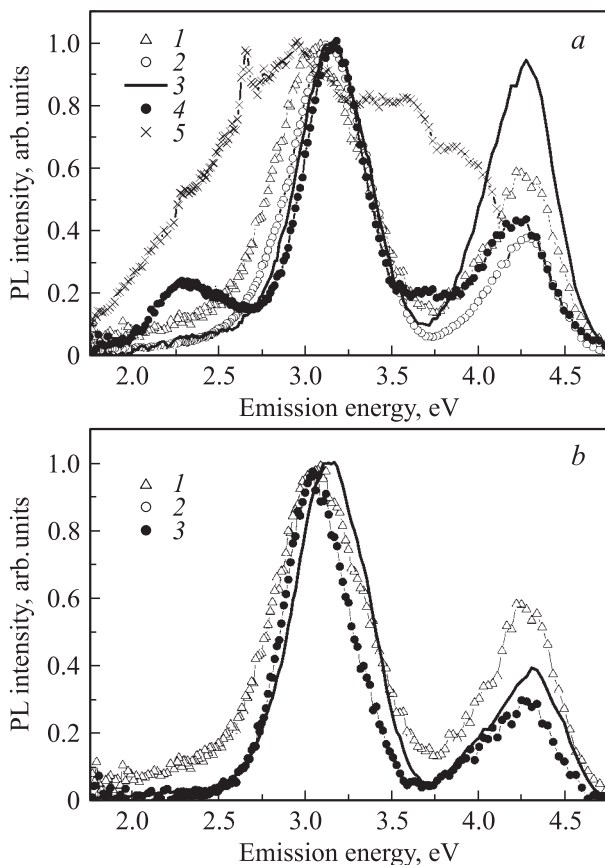


Рис. 1. Спектры фотолуминесценции пленок SiO₂, имплантированных ионами Ge⁺, до (1) и после (2–5) отжига в течение 5 ч в атмосфере Ar: *a* — под давлением 12 кбар, при температуре T_a , °C: 2 — 450, 3 — 600, 4 — 800, 5 — 1100; *b* — при атмосферном давлении и температуре T_a , °C: 2 — 600, 3 — 1000. Энергия возбуждающего излучения составляла 5.16 эВ.

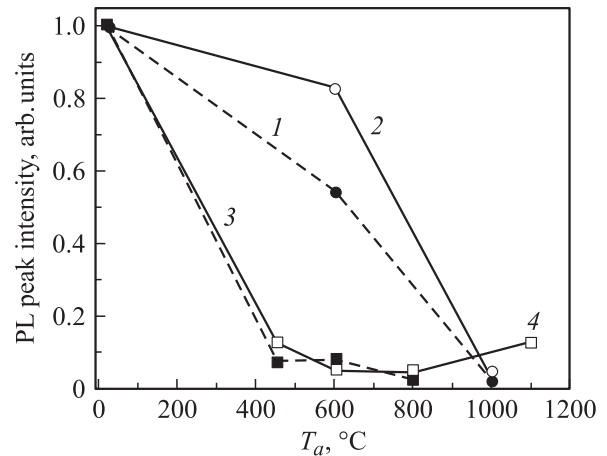


Рис. 2. Интенсивности пиков фотолуминесценции при энергиях 4.3 (1,3) и 3.1 эВ (2,4) в зависимости от температуры отжига T_a при атмосферном давлении (1,2) и давлении $P = 12$ кбар (3,4).

тированных ионами Ge⁺, до и после отжигов при $T_a = 450–1100^\circ\text{C}$ под давлением 12 кбар. Видно, что сразу после имплантации Ge⁺ в спектрах ФЛ формируются два пика ФЛ с максимумами при 3.1 и 4.3 эВ с шириной на полувысоте ~ 0.6 и 0.53 эВ соответственно. Эти пики остаются единственными в спектрах ФЛ после отжигов при $T_a = 450$ и 600°C . В результате увеличения температуры отжига до 800°C , наряду с вышеупомянутыми пиками ФЛ, происходит формирование нового пика в зеленой области спектра с максимумом ~ 2.3 эВ. Дальнейшее увеличение T_a до 1100°C сопровождается исчезновением четких пиков, наблюдавшихся после отжига при более низких температурах, и формированием одной широкой полосы ФЛ в диапазоне от ~ 2 до 4 эВ. При этом наблюдается увеличение интенсивности ФЛ в низкоэнергетической (< 3 эВ) области спектра, а пик 4.3 эВ практически исчезает. Отжиг при атмосферном давлении не приводил к аналогичной трансформации пиков ФЛ (рис. 1, *b*). Вплоть до $T_a = 1000^\circ\text{C}$ в спектрах эмиссии наблюдаются лишь 2 пика с максимумами при 3.1 и 4.3 эВ, а увеличение T_a сопровождается лишь изменением их интенсивности.

Интенсивности пиков 3.1 и 4.3 эВ как функция температуры отжига при атмосферном давлении и давлении $P = 12$ кбар представлены на рис. 2. Видно, что характер этих зависимостей различен для образцов, отожженных при давлениях 1 бар и 12 кбар. В первом случае полученные результаты совпадают с ранее опубликованными данными [8], т.е. заметное падение интенсивности ФЛ наблюдается лишь при T_a выше 600°C . В случае отжига образцов при $P = 12$ кбар интенсивность фиолетовых пиков ФЛ уменьшалась почти на порядок величины уже после $T_a = 450^\circ\text{C}$ и продолжала слабо падать с ростом T_a до 800°C . Дальнейшее увеличение T_a до 1100°C сопровождалось вновь ростом интенсивности пика ФЛ с максимумом при 3.1 эВ, в то время как пик 4.3 эВ практически исчезал.

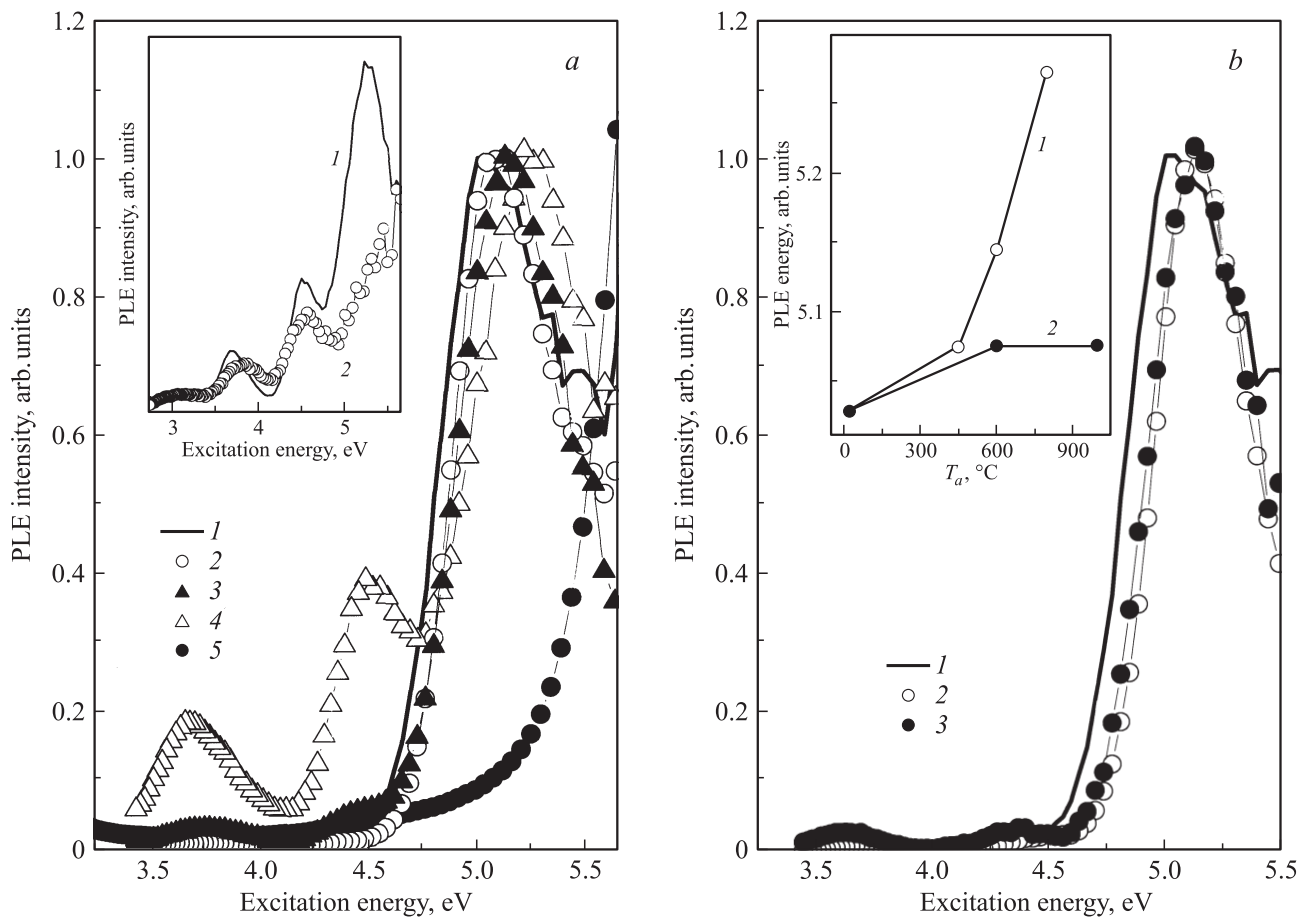


Рис. 3. Спектры возбуждения пика фотолюминесценции с энергией 3.1 эВ для пленок SiO₂, имплантированных ионами Ge⁺, до (1) и после (2–5) отжига в течение 5 ч в атмосфере Ar: *a* — под давлением 12 кбар. T_a , °C: 2 — 450, 3 — 600, 4 — 800, 5 — 1100. На вставке представлены спектры возбуждения пиков фотолюминесценции с энергией 3.1 эВ (1) и 2.3 эВ (2) для пленок SiO₂, имплантированных ионами Ge⁺ и отожженных при $T_a = 1100^\circ\text{C}$; *b* — при атмосферном давлении. T_a , °C: 2 — 600, 3 — 1000. На вставке представлена энергия максимума возбуждения пика фотолюминесценции 3.1 эВ в зависимости от температуры отжига T_a под давлением 12 кбар (1) и 1 бар (2).

Чтобы выяснить природу наблюдаемых пиков ФЛ, мы исследовали их спектры возбуждения. На рис. 3 представлены спектры возбуждения пика эмиссии ФЛ с максимумом при 3.1 эВ. В спектрах возбуждения ФЛ, наблюдавшейся в образцах сразу после имплантации ионов Ge⁺, присутствует лишь один пик с максимумом при ~5.0 эВ. Последующий отжиг в условиях гидростатического сжатия (рис. 3, *a*) сопровождается голубым смещением его положения, а после отжига при $T_a = 800^\circ\text{C}$ энергия максимума возбуждения фиолетовой полосы ФЛ составляет 5.24 эВ. При этом следует отметить, что в области относительно низких температур отжига (< 800 °C) вид спектра возбуждения фиолетовой ФЛ не изменяется по сравнению со спектром неотожженных образцов. После отжига при $T_a = 800^\circ\text{C}$, наряду с основным максимумом при 5.24 эВ, в спектре возбуждения появляются два менее интенсивных пика 4.5 и 3.7 эВ. Появление этих двух пиков коррелирует с формированием пика зеленой ФЛ в соответствующем спектре

эмиссии (см. рис. 1, *a*). Примечательно, что пики 4.5 и ~3.7 эВ также присутствуют в спектре возбуждения зеленой полосы ФЛ (см. вставку на рис. 3, *a*), в то время как четко выраженный высокоэнергетичный пик (5.24 эВ) в нем не наблюдается. Следует отметить, что пики 4.5 и ~3.7 эВ, наблюдаемые в спектре возбуждения зеленой полосы ФЛ, несколько шире, чем таковые в спектре возбуждения фиолетовой ФЛ. Кардинальное изменение спектра возбуждения фиолетовой ФЛ наблюдалось после отжига при $T_a = 1100^\circ\text{C}$ (см. рис. 3, *a*). При этом в нем отсутствуют четко выраженные пики, а интенсивность фиолетовой эмиссии экспоненциально возрастает с увеличением энергии возбуждающего излучения. В случае отжига при атмосферном давлении (рис. 3, *b*), как уже отмечалось, спектр возбуждения фиолетовой полосы ФЛ представляет собой одиночный пик с максимумом ~5.1 эВ. Никаких смещений положения этого максимума с ростом T_a от 600 до 1000 °C не наблюдалось (см. вставку на рис. 3, *b*).

4. Обсуждение

При обсуждении природы наблюдаемых нами полос ФЛ обратим внимание на то, что заметные различия спектров ФЛ, наблюдаемые в случае термических воздействий при атмосферном давлении и гидростатическом сжатии, начинают проявляться после отжига при $T_a \geq 800^\circ\text{C}$. В области относительно низких T_a в спектрах наблюдаются лишь два пика ФЛ вблизи 3.1 и 4.3 эВ, независимо от величины давления. В обоих случаях максимум интенсивности этих пиков достигался при возбуждении с энергией 5.1 эВ. Различным было лишь поведение интенсивности пиков фиолетовой ФЛ в зависимости от T_a при низких температурах отжига (см. рис. 2).

В литературе [8,15] природа полос ФЛ 3.1 и 4.3 эВ связывается соответственно с переходами между уровнями триплетного и основного синглетного ($T_1 \rightarrow S_0$) и между уровнями возбужденного синглетного и основного синглетного ($S_1 \rightarrow S_0$) состояний молекулярно-подобного центра $\equiv\text{Ge}-\text{Ge}\equiv$, или, иными словами, нейтральной кислородной вакансии, связанной с двумя атомами Ge, в матрице диоксида кремния [15]. Наблюдаемые различия зависимости интенсивности ФЛ от T_a в области $20-600^\circ\text{C}$ могут быть объяснены следующим образом. В случае обычного отжига интенсивность ФЛ этих пиков сначала увеличивается по мере упорядочения матрицы SiO_2 и формирования центров $\equiv\text{Ge}-\text{Ge}\equiv$ вплоть до $T_a \approx 500^\circ\text{C}$, а затем, при более высоких температурах отжига, в процессе стягивания атомов Ge в нанокластеры с последующей их кристаллизацией, интенсивность фиолетовой ФЛ начинает падать [8,15]. В условиях отжига под давлением процесс кластеризации Ge происходит ускоренно [13,14]. Ускоренное формирование конкурирующих центров излучательной или безызлучательной рекомбинации в результате отжига может быть причиной снижения эффективности излучательной рекомбинации через центр $\equiv\text{Ge}-\text{Ge}\equiv$. Как следствие, мы наблюдаем падение интенсивности ФЛ для полос 3.1 и 4.3 эВ уже начиная с $T_a = 450^\circ\text{C}$.

В условиях наших экспериментов влияние гидростатического сжатия на состояние центров, ответственных за ФЛ, растет с увеличением T_a . Оно может приводить к формированию центров ФЛ с однородно напряженными связями. Следствием этого, по-видимому, является высокоэнергетичное смещение пика в спектре возбуждения фиолетовой ФЛ (см. рис. 3, а), которое может быть обусловлено сдвигом уровней синглетного и триплетного состояний нейтральной кислородной вакансии за счет деформационного потенциала. Кроме того, высокотемпературный отжиг под давлением сопровождается формированием однородно напряженных нанокристаллов Ge. Их образование коррелирует с появлением зеленой полосы ФЛ в спектрах, возбуждаемых линией 337 нм N_2 -лазера [13,14]. На рис. 3, а в спектрах возбуждения пиков 3.1 и 4.3 эВ появляются дополнительные максимумы вблизи 4.5 и ~ 3.7 эВ, которые также совпадают с пиками возбуждения зеленой ФЛ. Таким образом,

формирование в спектре эмиссии слабо интенсивного пика с максимумом около 2.3 эВ может быть свидетельством начала формирования нанокристаллов Ge. Исходя из этого появление двух дополнительных полос в спектре возбуждения пика 3.1 эВ может быть обусловлено дополнительным забросом носителей из зоны формирующихся нанокристаллов Ge на уровни нейтральных кислородных вакансий, расположенных вблизи границы раздела нанокристалл-(матрица SiO_2). Стоит отметить, что в случае обычного отжига при 800°C образуются лишь не имеющие четкой кристаллической структуры нанокластеры Ge со средними размерами около 2 нм [16].

Кардинальные различия в спектрах ФЛ образцов, отожженных в обычных условиях и под давлением, наблюдались в области $T_a = 1000-1100^\circ\text{C}$ (рис. 1). Если в случае $P = 1$ бар спектры эмиссии не претерпевают каких-либо качественных изменений, а происходит лишь падение интенсивности пиков ФЛ, связанных с рекомбинацией на центре $\equiv\text{Ge}-\text{Ge}\equiv$, то после отжига под давлением спектр ФЛ изменяется существенно. Вместо одиночных пиков в фиолетовой и ближней ультрафиолетовой областях формируется широкая полоса ФЛ, перекрывающая практически всю видимую область спектра. Стоит особо обратить внимание на то, что в последнем случае пик с максимумом при энергии 4.3 эВ не наблюдается. Это свидетельствует о том, что ФЛ в фиолетовой области связана, скорее всего, не с центром $\equiv\text{Ge}-\text{Ge}\equiv$, а с другими центрами.

Отсутствие четких пиков в спектре возбуждения, зарегистрированном после отжига при $T_a = 1100^\circ\text{C}$ (спектр 5 на рис. 3, а), также указывает на участие в возбуждении излучательной рекомбинации целого спектра других центров. В предыдущей работе [13,14] мы показали, что отжиг при 1100°C под давлением 12 кбар стимулирует формирование однородно сжатых нанокристаллов Ge с более широким распределением по размерам, чем после обычного отжига. После остывания среднее значение величины гидростатического давления в них, оцененное по сдвигу частоты оптического фона, составляло ~ 19.7 кбар. Корреляция между появляющимися особенностями в спектрах эмиссии и возбуждения ФЛ и происходящими структурными трансформациями дает нам основания связать наблюдаемые нами зеленую ФЛ (после отжига при $T_a = 800^\circ\text{C}$, $P = 12$ кбар) и широкую полосу ФЛ (1100°C , 12 кбар) с рекомбинацией квантово-ограниченных электронов и дырок в однородно напряженных нанокристаллах Ge. При этом в силу особенностей используемой схемы отжига под давлением (см. выше) величина остаточных напряжений в нанокристаллах, отожженных при $T_a = 800^\circ\text{C}$, должна быть меньше, чем после отжига при $T_a = 1100^\circ\text{C}$. Это может быть одной из причин того, что в первом случае наблюдается более низкоэнергетичный пик ФЛ (с максимумом при ~ 2.38 эВ), чем во втором (см. рис. 1, а).

С целью прояснения механизма наблюдаемой ФЛ мы оценили в рамках приближения эффективной массы

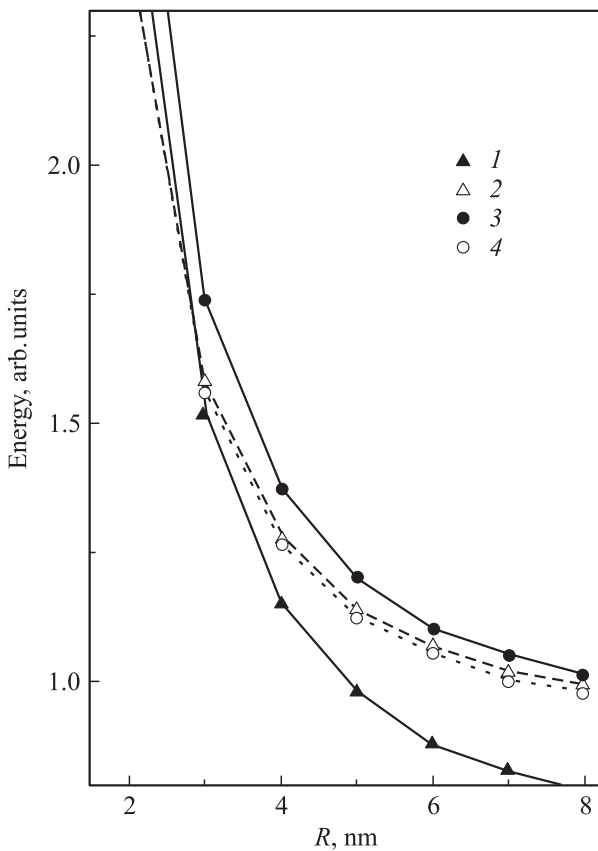


Рис. 4. Рассчитанные в приближении эффективной массы энергии непрямых переходов $L_1 \rightarrow \Gamma'_{25}$ (1, 3) и $X_1 \rightarrow \Gamma'_{25}$ (2, 4) в зависимости от радиуса нанокристалла для ненапряженного пс-Ge (1, 2) и однородно напряженного при $P = 19.7$ кбар (3, 4).

энергии переходов $L_1 \rightarrow \Gamma'_{25}$, $X_1 \rightarrow \Gamma'_{25}$ и $\Gamma'_2 \rightarrow \Gamma'_{25}$ в зависимости от размера ненапряженных и однородно напряженных (для $P = 19.7$ кбар) нанокристаллов Ge. Эти данные представлены на рис. 4. Поскольку в направлении $\langle 111 \rangle$ зоны Бриллюэна Ge эффективная масса электрона велика и, следовательно, дает незначительный вклад в величину энергии квантования, энергия перехода $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma'_{25}$ рассматривалась нами как энергия двумерно ограниченной электронно-дырочной пары [17]:

$$E_c = \frac{\hbar^2}{2\mu_{\perp}} \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 - \frac{3.513e^2}{\epsilon R}, \quad (1)$$

где R — радиус нанокристалла, $\mu_{\perp} = 0.045m_0$ — эффективная масса электронно-дырочной пары в направлении $\langle 111 \rangle$ зоны Бриллюэна Ge, ϵ — диэлектрическая постоянная нанокристаллов Ge (ϵ взята равной 15.8, как и в объемном Ge). Энергии переходов $X_1 \rightarrow \Gamma'_{25}$ и $\Gamma'_2 \rightarrow \Gamma'_{25}$ рассчитывались с учетом квантового ограничения состояний электронов и дырок [2].

Сопоставление энергии наблюдаемой полосы эмиссии света и рассчитанных значений энергетических зазоров показывает, что положение энергии наблюдаемой полосы эмиссии света соответствует, скорее всего, прямым излучательным переходам $\Gamma'_2 \rightarrow \Gamma'_{25}$ с радиусом менее

6 нм (рис. 5). Следует отметить, что различия энергии прямых переходов в случае ненапряженных и однородно напряженных нанокристаллов составляют около 0.3 эВ. Тем не менее, несмотря на то что размеры ненапряженных нанокристаллов были даже меньше, чем напряженных, ФЛ наблюдалась лишь в последнем случае. Причина этого эффекта может быть прояснена данными рис. 4, на котором представлены значения энергии переходов $L_1 \rightarrow \Gamma'_{25}$ и $X_1 \rightarrow \Gamma'_{25}$ в зависимости от радиуса ненапряженных и однородно напряженных нанокристаллов. Видно, что в случае ненапряженных нанокристаллов переходом с минимальной энергией, как и в объемном Ge, остается переход $L_1 \rightarrow \Gamma'_{25}$. Однако с уменьшением размеров нанокристалла разность энергий переходов $L_1 \rightarrow \Gamma'_{25}$ и $X_1 \rightarrow \Gamma'_{25}$ уменьшается, и при $R < 2.7$ нм зона проводимости нанокристалла становится X-подобной. Поэтому теперь рекомбинация должна происходить через точку X_1 , соответствующую минимуму энергии на границе зоны Бриллюэна в направлении $\langle 100 \rangle$. Это близко к теоретическим расчетам, полученным в работе [18]. Зона проводимости напряженных нанокристаллов является X-подобной при всех рассмотренных нами значениях их радиуса (вплоть до $R = 11$ нм). Это должно сказаться на процессах релаксации фотовозбужденных электронов и дырок. А именно, процесс рекомбинации электронов

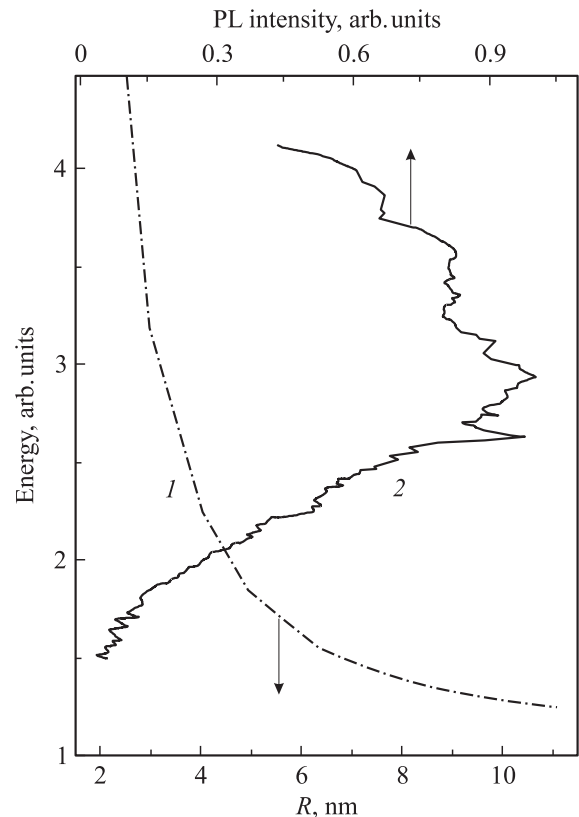


Рис. 5. Рассчитанная энергия прямого перехода $\Gamma_2 \rightarrow \Gamma'_{25}$ для однородно напряженного ($P = 19.7$ кбар) пс-Ge в зависимости от радиуса нанокристалла (1) и экспериментально полученный спектр фотолуминесценции для пленок SiO_2 , имплантированных ионами Ge^+ и отожженных при $T_a = 1100^\circ\text{C}$ в течение 5 ч в атмосфере Ar под давлением 12 кбар (2).

и дырок через минимумы зоны проводимости L_1 и X_1 происходит путем эмиссии или поглощения фонона, предельная энергия которого в Ge составляет $E_{ph} = 37$ мэВ. Энергетический зазор между уровнями электронных состояний $\Delta E = (dE/dk)/D$ (где dE/dk — дисперсионная зависимость энергии электрона, k — волновой вектор, D — размер кристалла) должен увеличиваться с уменьшением размера нанокристалла. Это означает, что при некоторых значениях D величина ΔE может превысить предельную энергию фонона, следовательно, для релаксации электрона к минимуму зоны проводимости при непрямом переходе необходимо участие 2-х и более фононов. Поскольку многофононные процессы в Ge маловероятны, время пребывания электрона в возбужденном состоянии увеличивается, что может соответственно привести к увеличению вероятности прямых излучательных переходов $\Gamma'_2 \rightarrow \Gamma'_{25}$. Поскольку плотность электронных состояний в направлении (111) зоны Бриллюэна Ge превышает плотность электронных состояний в направлении (100), в X -подобном нанокристалле условие $\Delta E > E_{ph}$ должно выполняться легче, чем в L -подобных нанокристаллах. В рамках этой модели становится понятным отсутствие четкой зависимости между положением пика ФЛ и размером ненапряженных нанокристаллов, наблюдаемых разными авторами [2,5–7].

5. Заключение

Итак, в данной работе исследованы спектры фотолюминесценции и спектры возбуждения фотолюминесценции при комнатной температуре в пленках SiO₂, имплантированных ионами Ge⁺ и отожженных в условиях гидростатического сжатия при $T_a = 450$ – 1100°C и $P = 12$ кбар. Установлено, что появление особенностей в спектрах эмиссии и спектрах возбуждения фиолетовой и зеленой полос фотолюминесценции коррелирует с формированием однородно напряженных нанокристаллов Ge. Высокоэнергетичный сдвиг полос фотолюминесценции с ростом $T_a \geq 800^\circ\text{C}$ объясняется смещением энергетических уровней формирующихся центров излучательной рекомбинации за счет возрастающих деформационных потенциалов. Наблюдаемая фотолюминесценция объясняется увеличением вероятности прямых излучательных переходов в нанокристаллах германия с X -подобной зоной проводимости.

Авторы благодарны докт. W. Skorupa за помощь при проведении имплантации ионов Ge, проф. А. Misiuk за помощь при проведении отжига под давлением и докт. А.Б. Талочкину за полезные обсуждения результатов.

Список литературы

- [1] T. Takagahara, K. Takeda. Phys. Rev. B, **46**, 15 578 (1992).
- [2] Y. Maeda. Phys. Rev. B, **51**, 1658 (1995).
- [3] W. Skorupa, R.A. Yankov, I.E. Tyschenko, H. Fröb, T. Böhme, K. Leo. Appl. Phys. Lett., **68**, 2410 (1996).

- [4] J.P. Wilcoxon, P.P. Provencio, G.A. Samara. Phys. Rev. B, **64**, 035 417 (2001).
- [5] L. Yue, Y. He. J. Appl. Phys., **81**, 2910 (1997).
- [6] H.A. Atwater, K.V. Shcheglov, S.S. Wong, K.J. Vahala, R.C. Flagan, M.L. Brongersma, A. Polman. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., **321**, 363 (1994).
- [7] S. Hayashi, J. Kanazawa, M. Takaoka, T. Nagareda, K. Yamamoto. Z. Phys. D, **26**, 144 (1993).
- [8] L. Rebohle, J. von Borany, R.A. Yankov, W. Skorupa, I.E. Tyschenko, H. Fröb, K. Leo. Appl. Phys. Lett., **71**, 2809 (1997).
- [9] Г.А. Качурин, Л. Реболе, И.Е. Тыщенко, В.А. Володин, М. Фельсков, В. Скорупа, Х. Фроб. ФТП, **34**, 23 (2000).
- [10] H. Hosono, Y. Abe, D.L. Kinser, R.A. Weeks, K. Muta, H. Kawazoe. Phys. Rev. B, **46**, 11 445 (1992).
- [11] J.Y. Zhang, X.M. Bao, Y.H. Ye, X.L. Tan. Appl. Phys. Lett., **73**, 1790 (1998).
- [12] M. Martini, F. Meinardi, A. Paleari, G. Spinolo, A. Vedda. Phys. Rev. B, **57**, 3718 (1998).
- [13] И.Е. Тыщенко, А.Б. Талочкин, А.Г. Черков, К.С. Журавлев, А. Мисюк, М. Фельсков, В. Скорупа. ФТП, **37**, 479 (2003).
- [14] I.E. Tyschenko, A.B. Talochkin, A.G. Cherkov, K.S. Zhuravlev, R.A. Yankov. Sol. St. Commun. (to be published).
- [15] L. Rebohle, J. von Borany, H. Fröb, W. Skorupa. Appl. Phys. B, **71**, 131 (2000).
- [16] L. Rebohle, I.E. Tyschenko, J. von Barany, B. Schmidt, R. Grötzschel, A. Markwitz, R.A. Yankov, H. Fröb, W. Skorupa. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., **486**, 175 (1998).
- [17] K.L. Teo, S.N. Kwok, P.Y. Yu, S. Guha. Phys. Rev. B, **62**, 1584 (2000).
- [18] F.A. Reboledo, A. Zunger. Phys. Rev. B, **62**, R2275 (2000).

Редактор Т.А. Полянская

Radiative recombination in Ge⁺ ion implanted SiO₂ films annealed under hydrostatic pressure

I.E. Tyschenko, L. Rebohle*

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

* Nanoparc GmbH,
D-01454 Dresden–Rossendorf, Deutschland

Abstract Photoluminescence and excitation photoluminescence spectra from the Ge⁺ ion implanted SiO₂ films annealed under conditions of hydrostatic pressure at $T_a = 450$ – 1100°C and $P = 12$ kbar were studied at room temperature. It was obtained that the appearance of the specific features in the emission spectra and in the excitation spectra of the violet and green photoluminescence bands correlated with the formation of homogeneously stressed Ge nanocrystals. High-energy shift in photoluminescence band position observed at $T_a \geq 800^\circ\text{C}$ was explained by the modification of the energy level of respective radiative-recombination centres under increasing stresses. The nature of the observed photoluminescence discussed in terms of the growing probability of direct radiative transitions in germanium nanocrystals with X -like conduction band.