

Уменьшение энергии связи доноров в слоях GaN:Si при сильном легировании

© И.В. Осинных^{†‡}, К.С. Журавлев^{‡#}, Т.В. Малин⁺, Б.Я. Бер^{*}, Д.Ю. Казанцев^{*}

⁺ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

[#] Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

^{*} Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 19 ноября 2013 г. Принята к печати 3 декабря 2013 г.)

Методом фотолюминесцентной спектроскопии исследованы свойства легированных кремнием слоев GaN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием аммиака. Показано, что низкотемпературная фотолюминесценция обусловлена рекомбинацией связанных на донорах экситонов при концентрациях атомов кремния до 10^{19} см^{-3} . При концентрации атомов кремния $1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в спектре фотолюминесценции доминирует полоса свободных экситонов, в более сильно легированных слоях — полоса межзонной рекомбинации. Наблюдалось уменьшение энергии связи экситонно-донорного комплекса с ростом уровня легирования. С использованием правила Хайнса для GaN, согласно которому энергия связи комплекса составляет 0.2 от энергии ионизации донора E_D , показано, что E_D уменьшается с ростом концентрации кремния N_D . Этот эффект описывается зависимостью $E_D = E_D^{\text{opt}} - \alpha N_D^{1/3}$, где E_D^{opt} — энергия ионизации одиночного атома кремния в GaN. Было получено значение коэффициента $\alpha = 8.4 \cdot 10^{-6} \text{ мэВ/см}^{-1}$, показывающего уменьшение глубины залегания края примесной зоны с ростом концентрации кремния.

1. Введение

Прямозонный полупроводник GaN — очень удобный материал для разработки светодиодов и фотодетекторов ультрафиолетового спектрального диапазона, СВЧ транзисторов и резонансно-туннельных диодов [1–7]. Основой этих приборов являются гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$, слои которых обычно легируются. В качестве донорной примеси традиционно используется кремний, образующий мелкий уровень в данных полупроводниках при замещении атомов Ga или Al. При замещении атомов N образуется глубокий акцепторный уровень. Глубина залегания донорного уровня кремния в GaN считается равной примерно 28–29 мэВ [8–14], в работе [15] было получено значение этой величины 26 мэВ, сообщалось про значения 30 мэВ [16], а в работах [17,18] в слоях GaN, легированных кремнием, было обнаружено два уровня, с энергиями связи 22 и 28.8 мэВ, причем Si был определен как более мелкий из них, а более глубокий уровень был отнесен к фоновой примеси, предположительно кислороду. Известно, что основными фоновыми примесями в слоях GaN, дающими проводимость n -типа, являются кислород и кремний [19,20]. В определении глубины залегания донорного уровня кислорода в GaN также существует разброс от 29 [21] до 34 мэВ [22], и считается, что глубина залегания кремния меньше [22,23].

При повышении концентрации доноров N_D и уменьшении расстояния между ними электроны, связанные на донорах, начинают взаимодействовать. В результате кулоновского взаимодействия энергия связи

электронов уменьшается, степень уменьшения энергии связи электронов различается из-за пространственной флуктуации концентрации доноров, образуется примесная зона [24]. Электронные состояния в примесной зоне слабо легированного полупроводника всегда строго локализованы. В сильно легированных полупроводниках электроны делокализованы. Критерием сильного легирования является неравенство $N_D a^3 \gg 1$, где a — боровский радиус примесного состояния [25]. Для мелкого донора в GaN можно считать $a = a_0 \chi m_0 / m_e = 5 \cdot 10^{-9} \cdot 9.5 \cdot 5 = 2.4 \cdot 10^{-7} \text{ см}$, где $a_0 = 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}$ — боровский радиус электрона в атоме водорода, χ — диэлектрическая проницаемость, m_0 — масса свободного электрона, m_e — эффективная масса электрона. Для GaN условие $N_D a^3 = 1$ выполняется при концентрации доноров $N_D \approx 7.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Переход от активационной проводимости к металлической (переход Мотта) происходит при $N_D a^3 \approx 0.25^3 = 0.015$ [26,27] и для GaN критическая концентрация составляет $N_M \approx 1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, существует довольно широкий диапазон концентраций $1.2 \cdot 10^{18} < N_D < 7.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, в котором не выполняется условие сильного легирования, но при этом из-за делокализации электронов нельзя относить эту область к области слабого легирования. С точки зрения физических свойств эта область относится скорее к области сильного легирования, но теоретическое исследование ее оптических и электрических свойств затруднено. Практически же важна именно область концентраций доноров в GaN от 10^{18} до 10^{20} см^{-3} . Ранее было установлено, что для концентраций доноров ниже критической концентрации

[‡] E-mail: igor-osinnykh@nlstar.com

Таблица 1. Параметры исследуемых слоев GaN

Номер образца	Концентрация атомов кремния	Концентрация электронов	Степень компенсации	Подвижность электронов	Энергия связи донора
	$N_{Si}, 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$n, 10^{18} \text{ см}^{-3}$	N_A/N_D	$\mu, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$E_D, \text{ мэВ}$
# 729	0	—	—	—	30
# 706	8	3	0.45	200	12
# 705	16	12	0.15	160	< 2
# 755	—	55	—	129	—
# 704	220	120	0.29	120	—

Мотта в GaN при повышении концентрации кремния происходит уменьшение глубины залегания донорного уровня. Этот эффект вызван кулоновским взаимодействием примесных атомов и экспериментально описывается зависимостью $E_D = E_D^{\text{opt}} - \alpha N_D^{1/3}$ (1) [28], где E_D^{opt} — энергия ионизации одиночного атома кремния в GaN, значения константы α различаются у разных авторов: $7 \cdot 10^{-6}$ [18], $2.1 \cdot 10^{-5} \text{ мэВ/см}^{-1}$ [28]. Однако в области концентрации примесей выше критической концентрации Мотта в GaN нет данных о положении примесной зоны. В $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ этот эффект исследован в более широком диапазоне концентраций примеси и имеет разные механизмы при различных концентрациях примесей: кулоновское взаимодействие между атомами примеси в случае $N_D < N_M$ [29,30] и делокализация носителей заряда в случае $N_D > N_M$ [31].

Целью работы было определение зависимости энергетического положения максимума плотности состояний примесной зоны при концентрациях донорных атомов кремния в диапазоне от 10^{18} до 10^{20} см^{-3} и установление уровня легирования, при котором примесная зона исчезает.

2. Методика эксперимента

Слой GaN толщиной 1.1–1.3 мкм были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) из аммиака на (0001)-ориентированной сапфировой подложке. Для легирования кремнием использовался силан (SiH_4). Концентрация атомов кремния (N_{Si}) в слоях измерена методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке IMS-7f (САМЕСА) с использованием первичных ионов Cs^+ при нейтрализации зарядки образцов облучением их пучком электронов и с использованием высокого массового разрешения. Количественный ВИМС-анализ проводился с использованием образцов сравнения — имплантированных стандартов. Концентрация электронов (n) и подвижность (μ) определены из измерений эффекта Холла методом Ван-дер-Пау в постоянном магнитном поле с индукцией 0.5 Тл при комнатной температуре. Оптические свойства исследованы методами фотолюминесцентной спектроскопии. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась непрерывным

He–Cd-лазером (энергия фотонов $E_{\text{ph}} = 3.81 \text{ эВ}$, мощность $P = 10 \text{ мВт}$, радиус пятна $r = 250 \text{ мкм}$). Измерения ФЛ проводились в широком диапазоне температур, $T = 5\text{--}300 \text{ К}$. Для измерения спектров ФЛ при различных температурах образца использовалась терморегулируемая криостатная система УТРЕКС, которая позволяла устанавливать и поддерживать температуру образца с точностью $\pm 0.01 \text{ К}$.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В табл. 1 приведены параметры исследуемых слоев: концентрация атомов кремния (N_{Si}), концентрация (n) и подвижность (μ) электронов. Считая, что $n = N_D - N_A$, $N_{Si} = N_D + N_A$, где N_A — концентрация акцепторов, мы определили степень компенсации слоев GaN, $N_D/N_A = (N_D - N_A)/(N_D + N_A)$, также приведенную в табл. 1. Согласно данным ВИМС, концентрация атомов Si_{Ga} в легированных слоях GaN выше предела Мотта.

На рис. 1 показаны спектры ФЛ нелегированного образца, измеренные при различных температурах.

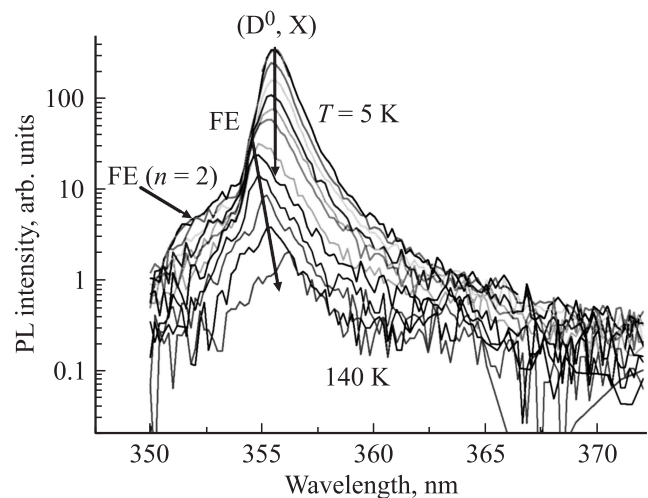


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (PL) нелегированного слоя GaN при различных температурах (сверху вниз): $T = 5, 8, 12, 16, 20, 25, 35, 45, 60, 77, 100, 140 \text{ К}$.

Таблица 2. Боровские радиусы *A*-, *B*- и *C*-экситонов и критические концентрации электронов

Экситон	m_h/m_0	$r_{ex}, \text{Å}$	$r_{ex}^{-3}, 10^{19} \text{см}^{-3}$
<i>A</i>	1.4	28	4.6
<i>B</i>	0.3	42	1.4
<i>C</i>	0.6	33	2.8

В экситонной области спектра ФЛ намеренно не легированного образца при $T = 5 \text{ K}$ доминирует полоса с энергетическим максимумом при 3.487 эВ , обусловленная рекомбинацией экситонов, связанных на донорах (D^0, X) [32]. Большая величина энергии максимума этой полосы ФЛ по сравнению с энергией максимума в объемном материале обусловлена биаксиальными напряжениями в слое GaN [11,33]. Полоса свободных *A*-экситонов (FE) неразличима, поскольку полоса (D^0, X) шире, чем расстояние между ними. Ширина этой полосы составляет 13 мэВ , в то время как расстояние между пиками полос FE и (D^0, X), соответствующее энергии связи экситонно-примесных комплексов, составляет $5.8\text{--}7.5 \text{ мэВ}$ [8,11,13,34–39]. Тем не менее вклад экситонов FE приводит к несимметричной форме краевой полосы ФЛ. Выше по энергии от основного пика наблюдается более широкая полоса с максимумом при 3.52 эВ , соответствующая возбужденному состоянию *A*-экситонов с главным квантовым числом $n = 2$, FE($n = 2$). В низкоэнергетической части спектра присутствуют полосы донорно-акцепторной рекомбинации (DAP) с максимумом при 3.3 эВ и ее LO-фононные повторения.

При повышении температуры до 45 K положение экситонного пика смещается в сторону высоких энергий, максимальное смещение по сравнению с гелиевой температурой достигает величины $\sim 6 \text{ мэВ}$, что связано с распадом комплексов (D^0, X) и доминированием свободных экситонов в спектре. При дальнейшем повышении температуры пик краевой ФЛ, напротив, сдвигается в сторону низких энергий из-за термического сужения запрещенной зоны.

Легирование кремнием приводит к монотонному „синему“ смещению краевой полосы ФЛ, а также к росту ее интенсивности, которая достигает максимума при $n = 5.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, после чего интенсивность ФЛ резко падает на 4 порядка величины (рис. 2). При концентрациях выше $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ исчезает полоса возбужденных состояний экситонов и, следовательно, при таких концентрациях экситоны перестают существовать. Действительно, при расстояниях между электронами менее боровского радиуса экситона ($r_{ex} = a_0 \chi m_0 / m_{ex}$, где $m_{ex} = m_e m_h / (m_e + m_h)$ — эффективная масса экситона) происходит экранирование кулоновского взаимодействия электрона и дырки. Для *A*-, *B*- и *C*-экситонов, образованных легкими, тяжелыми дырками и дырками спинорбитально отщепленной зоны соответственно, критиче-

ские значения концентрации электронов различны, так как различаются эффективные массы дырок m_h в их составе. *A*-экситоны могут существовать при больших концентрациях примеси, как видно из табл. 2. Таким образом, ФЛ образцов с $n > 1.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ обусловлена межзонной рекомбинацией, а не рекомбинацией экситонов. Синее смещение краевой полосы ФЛ при таких высоких концентрациях обусловлено эффектом Бурштейна–Мосса.

С целью идентификации экситонных полос ФЛ легированных слоев GaN с концентрацией электронов в диапазоне $n = 10^{18}\text{--}10^{20} \text{ см}^{-3}$ была измерена зависимость энергий максимумов пиков от температуры (рис. 3). В спектрах ФЛ образца с $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (#706)

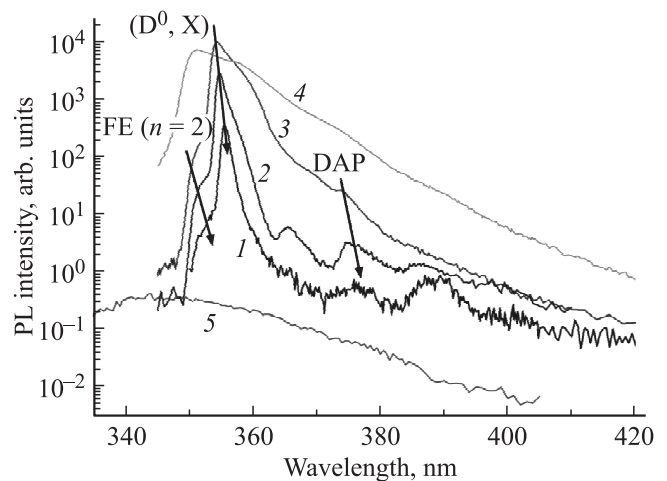


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции (PL) при $T = 5 \text{ K}$ слоев GaN с разной концентрацией электронов: 1 — нелегированный слой; $n = 3 \cdot 10^{18}$ (2), $1.2 \cdot 10^{19}$ (3), $5.5 \cdot 10^{19}$ (4), $1.2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (5).

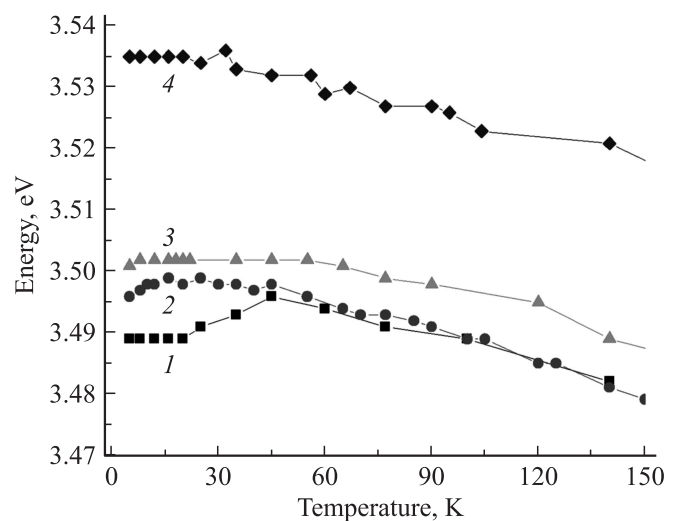


Рис. 3. Температурные зависимости энергетического положения пиков краевой ФЛ слоев GaN, нелегированного (1) и легированных с концентрацией электронов $n = 3 \cdot 10^{18}$ (2), $1.2 \cdot 10^{19}$ (3), $5.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (4).

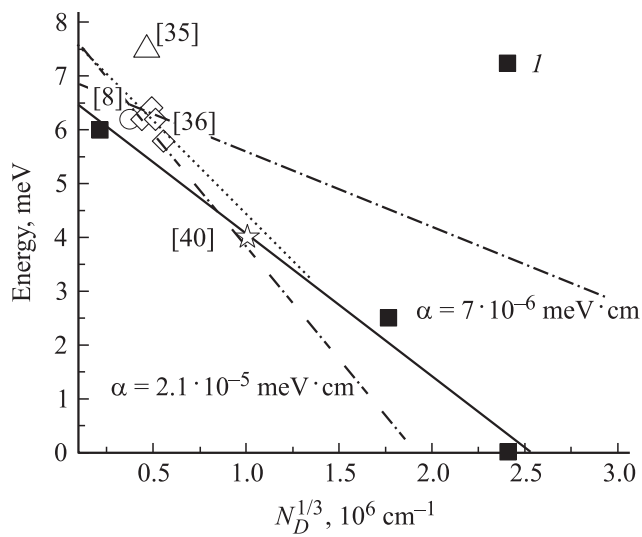


Рис. 4. Зависимость энергии связи комплекса (D^0, X) от концентрации доноров в слоях GaN. 1 — результаты данной работы, остальные точки — данные работ [8,35,36,40]. Сплошная линия проведена через точки из данной работы, пунктирная — через точки из работы [36]. Штрихпунктирные линии проведены без привязки к точкам и показывают наклон, соответствующий значениям коэффициента α из работ [18,28].

при повышении температуры виден распад связанных экситонов, как и в нелегированном образце (#729), однако с меньшей энергией связи экситона на доноре. Если для образца #729 она составляет ~ 6 мэВ, то для образца #706 получено значение 2.5 мэВ. Синий сдвиг пика ФЛ образца #705 при повышении температуры с 5 до 22 К практически незаметен. Это говорит о том, что энергия связи экситонов на донорах ~ 1 мэВ или меньше, в то время как энергия теплового движения kT составляет 0.8 мэВ при 10 К, т.е. даже если примесная зона существует, то экситоны не могут локализоваться на донорах при температурах выше гелиевой. В спектре образца #755 нет никаких особенностей при низких температурах.

На рис. 4 построена зависимость энергии связи комплекса (D^0, X) от кубического корня из концентрации доноров в слоях GaN. Также на рисунке поставлены значения энергии связи экситон-примесных комплексов из работ [8,35,36,40] и проведены линии, соответствующие значениям коэффициента α из работ [18,28]. Наклон прямой, проведенной через точки, полученные в данной работе, равен $8.4 \cdot 10^{-6} \text{ мэВ/см}^{-1}$, что близко к литературному значению [18]. Расхождение с другим источником [28] связано со вкладом другого фонового донора в исследуемых в данной работе слоях GaN (предположительно кислорода) в интенсивность экситонной полосы (D^0, X) что дает более высокое значение энергии для нелегированного образца. В спектре образца #705 отсутствие полосы связанных экситонов означает, что энергия связи комплекса (D^0, X) меньше 0.4 мэВ. Тем не менее наличие в спектре ФЛ полосы ДАП свидетельствует о

том, что E_D отлична от нуля. Действительно, поскольку для донорно-акцепторной рекомбинации необходима локализация электронов и дырок на донорах и акцепторах соответственно, то наличие этой полосы в спектре ФЛ образца с концентрацией электронов $n = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (#705) означает, что при такой концентрации электроны могут локализоваться на состояниях в примесной зоне и она еще не сливается с зоной проводимости.

Согласно эмпирическому правилу Хайнса [41], для GaN энергия связи E_b комплекса (D^0, X) составляет ~ 0.2 от энергии ионизации донора [42,43]. Зная энергию связи экситонов на нейтральном доноре, можно определить энергию связи электронов на донорах: $E_D = E_b/0.2 = 5E_b$. Поскольку для образца #705 энергия связи комплекса (D^0, X) меньше 0.4 мэВ, то энергия ионизации донора $E_D < 0.4 \cdot 5 = 2$ мэВ. Полученные таким образом значения E_D внесены в табл. 1. Отметим, что энергия связи на доноре может зависеть от величины упругих напряжений в слоях, поскольку упругие напряжения влияют на зонную структуру полупроводников, в том числе на величины эффективных масс носителей заряда [44]. В исследованных нами слоях упругие напряжения нарастают с концентрацией легирующей примеси [45]. Этот эффект необходимо учитывать при использовании полученных в данной работе результатов.

4. Заключение

Установлено, что низкотемпературная ФЛ легированных кремнием слоев GaN обусловлена рекомбинацией связанных на донорах экситонов при концентрациях атомов кремния до 10^{19} см^{-3} . При концентрации атомов кремния $1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в спектре ФЛ доминирует полоса свободных экситонов, в более сильно легированных слоях наблюдается полоса межзонной рекомбинации. Наблюдалось уменьшение энергии связи комплекса (D^0, X) с ростом уровня легирования. С использованием эмпирического правила Хайнса для GaN получено значение коэффициента α , показывающего уменьшение глубины залегания края примесной зоны с ростом концентрации доноров.

Работа выполнена с использованием оборудования Северо-Западного регионального ЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“.

Список литературы

- [1] S. Nakamura, G. Fasol. *The Blue Laser Diode* (Springer, N. Y., 1997).
- [2] H. Morkoc, S. Strite, G.B. Gao, M.E. Lin, B. Sverdlov, M. Burns. *J. Appl. Phys.*, **76**, 1363 (1994).
- [3] S.T. Whitaker. *Comp. Semicond.*, **7**, 50 (2001).
- [4] I. Akasaki, H. Amano. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, 5393 (1997).
- [5] Y. Sato, N. Takahashi, S. Sato. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**, L838 (1996).

- [6] F. Hide, P. Kozodoy, S.P. Denbaars, A.J. Heeger. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 2664 (1997).
- [7] M.A. Khan, V. Adivarahan, J.P. Zhang, C. Chen, E. Kuokatis, A. Chitnis, M. Shatalov, J.W. Yang, G. Simin. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, L1308 (2001).
- [8] G. Martínez-Criado, C.R. Miskys, A. Cros, O. Ambacher, A. Cantarero, M. Stutzmann. *J. Appl. Phys.*, **90**, 5627 (2001).
- [9] B. Meyer. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **449**, 497 (1997).
- [10] B. Monemar. *J. Cryst. Growth*, **189/190**, 1 (1998).
- [11] In-Hwan Lee, In-Hoon Choi, C.R. Lee, S.K. Noh. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 1359 (1997).
- [12] Y.J. Wang, R. Kaplan, H.K. Ng, K. Doverspike, D.K. Gaskill. *J. Appl. Phys.*, **79**, 8007 (1996).
- [13] M. Leroux, N. Grandjean, B. Beaumont, G. Nataf, F. Semond, J. Massies, P. Gibart. *J. Appl. Phys.*, **86**, 3721 (1999).
- [14] L.C. Le, D.G. Zhao, D.S. Jiang, L.L. Wu, L. Li, P. Chen, Z.S. Liu, J.J. Zhu, H. Wang, S.M. Zhang, H. Yang. *J. Appl. Phys.*, **112**, 053 104 (2012).
- [15] A.E. Wickenden, L.B. Rowland, K. Doverspike, D.K. Gaskill, J.A. Freitas, jr., D.S. Simons, P.H. Chi. *J. Electron. Mater.*, **24**, 1547 (1995).
- [16] W.J. Moore, J.A. Freitas, S.K. Lee, S.S. Park, J.Y. Han. *Phys. Rev. B*, **65**, R 081 201 (2002).
- [17] S.J. Xu, W. Liu, M.F. Li. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 2959 (2002).
- [18] J. Jayapalan, B.J. Skromme, R.P. Vaudo, V.M. Phanse. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1188 (1998).
- [19] J. Neugebauer, C.G. Van de Walle. In: *Proc. 22nd Int. Conf. on the Physics of Semiconductors* (World Scientific, Singapore, 1995) p. 2327.
- [20] W. Seifert, R. Franzheld, E. Butter, H. Sobotta, V. Riede. *Cryst. Res. Technol.*, **18**, 383 (1983).
- [21] W. Götz, R.S. Kern, C.H. Chen, H. Liu, D.A. Steigerwald, R.M. Fletcher. *Mater. Sci. Eng.*, **B**, **59**, 211 (1999).
- [22] W. Gotz, N.M. Johnson, C. Chen, H. Liu, C. Kuo, W. Imler. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 3144 (1996).
- [23] W. Gotz, J. Walker, L.T. Romano, N.M. Johnson. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **449**, 525 (1997).
- [24] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1979).
- [25] А.П. Леванюк, В.В. Осипов. *Успехи физ. наук*, **133**, 427 (1981).
- [26] N.F. Mott. *Rev. Mod. Phys.*, **40**, 677 (1968).
- [27] A. Ferreira da Silva, C. Persson. *J. Appl. Phys.*, **92**, 2550 (2002).
- [28] B.K. Meyer, D. Volm, A. Graber, H.C. Alt, T. Detchprohm, A. Amano, I. Akasaki. *Sol. St. Commun.*, **95**, 597 (1995).
- [29] G.R. James, A.W.R. Leitch, M.C. Wagener, F. Omnes. *Physica B*, **340**, 426 (2003).
- [30] K. Zhu, M.L. Nakarmi, K.H. Kim, J.Y. Lin, H.X. Jiang. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 15 (2004).
- [31] K. Forghani. *Annual Report*, 47 (Institute of Optoelectronics, Ulm University, 2010).
- [32] B. Monemar, J.P. Bergman, I.A. Buyanova, W. Li, H. Amano, I. Akasaki. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, **1**, 2 (1996).
- [33] S.W. Lee, Jun-Seok Ha, Hyun-Jae Lee, Hyo-Jong Lee, H. Goto, T. Hanada, T. Goto, Katsushi Fujii, M.W. Cho, T. Yao. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 082 105 (2009).
- [34] D. Volm, K. Oettinger, T. Streibl, D. Kovalev, M. Ben-Chorin, J. Diener, B.K. Meyer, J. Majewski, L. Eckey, A. Hoffmann, H. Amano, I. Akasaki, K. Hiramatsu, T. Detchprohm. *Phys. Rev. B*, **53**, 16 543 (1996).
- [35] V. Kirilyuk, A.R.A. Zauner, P.C.M. Christianen, J.L. Weyher, P.R. Hageman, P.K. Larsen. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 2355 (2000).
- [36] H.Y. An, O.H. Cha, J.H. Kim, G.M. Yang, K.Y. Lim, E.-K. Suh, H.J. Lee. *J. Appl. Phys.*, **85**, 2888 (1999).
- [37] O. Brandt, J. Ringling, K.H. Ploog, H.J. Wunsche, F. Henneberger. *Phys. Rev. B*, **58**, 15 977 (1998).
- [38] M. Smith, G.D. Chen, J.Z. Li, J.Y. Lin, H.X. Jiang, A. Salvador, W.K. Kim, O. Aktas, A. Botchkarev, H. Morkoc. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 3387 (1995).
- [39] R.A. Mair, J. Li, S.K. Duan, J.Y. Lin, H.X. Jiang. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 513 (1999).
- [40] А.С. Зубрилов, Ю.В. Мельник, А.Е. Николаев, М.А. Якобсон, Д.К. Нельсон, В.А. Дмитриев. *ФТП*, **33**, 1173 (1999).
- [41] J.R. Haynes. *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 351 (1960).
- [42] J. Flohrer, E. Jahne, M. Porsch. *Phys. Status Solidi*, **91**, 467 (1979).
- [43] R.E. Halstedt, M. Aven. *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 64 (1965).
- [44] S.L. Chuang, C.S. Chang. *Phys. Rev. B*, **54**, 2491 (1996).
- [45] V.V. Ratnikov, R.N. Kyutt, A.N. Smirnov, V.Yu. Davydov, M.P. Shcheglov, T.V. Malin, K.S. Zhuravlev. *Crystallography Reports*, **58**, 1023 (2013).

Редактор Л.В. Шаронова

Decrease of donor binding energy in heavy doped GaN:Si layers

I.V. Osinnykh^{+#}, K.S. Zhuravlev^{+#}, T.V. Malin⁺, B.Ya. Ber^{*}, D.Yu. Kazantsev^{*}

⁺ Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia
[#] Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia
^{*} Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

Abstract GaN:Si layers grown by ammonia molecular beam epitaxy were investigated by photoluminescence technique. It was shown that low-temperature photoluminescence is conditioned by recombination of neutral donor-bound excitons at silicon concentration below 10^{19} cm^{-3} . Free exciton band dominates at silicon concentration $\sim 1.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, in more heavy doped layers photoluminescence is attributed to band-to-band recombination. Decrease of exciton–neutral donor complex energy with rise of silicon concentration N_D was observed. Following Haynes rule for GaN the activation energy for donor-bound exciton is 0.2 of the ionization energy of the donor E_D , so E_D decreases with rise of silicon concentration. This effect is described by law $E_D = E_D^{\text{opt}} - \alpha N_D^{1/3}$ where E_D^{opt} is the ionization energy of an silicon isolated atom in GaN. The coefficient value $\alpha = 8.4 \cdot 10^{-6} \text{ meV/cm}^{-1}$ has been obtained.