

УДК 537.311.33

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ОБРАЗОВАНИЯ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ GaN:Mg

И. В. Рогозин¹, А. Н. Георгобиани

Методом квазихимических реакций построены диаграммы равновесия точечных дефектов в GaN и GaN:Mg при 1400 К. Согласно этим диаграммам в равновесных условиях невозможно получение GaN с дырочной проводимостью. Показано, что вакансии азота являются основными центрами, компенсирующими акцепторы в GaN.

В настоящее время нитрид галлия и его твердые растворы широко применяются в коммерческих целях для изготовления диодов и лазеров, излучающих в ультрафиолетовой и сине-зеленой областях спектра [1]. Однако остается много неясного в механизме влияния собственных дефектов на его люминесцентные и электрофизические свойства. Получаемые в отсутствие легирования акцепторными примесями пленки и объемные кристаллы GaN характеризуются электронным типом проводимости с концентрацией носителей $10^{17} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [2 – 6]. Для нитрида галлия, как и для широкозонных полупроводников группы A^2B^6 , характерно явление самокомпенсации – нейтрализации действия вводимых примесей акцепторного типа в результате образования собственных дефектов донорного типа – вакансий металлоида или междоузельных атомов металла, что энергетически выгодно. Экспериментальные результаты показывают, что пленки и объемные кристаллы GaN, легированные акцепторами, например GaN:Mg или GaN:Zn, имеют *n*-тип проводимости либо являются полуизолирующими [5, 7 – 9].

Теоретический анализ и обсуждение. Теоретический анализ концентрации дефектов в нитриде галлия позволяет определить его основные электрические и оптические свойства в зависимости от условий получения или последующих термообработок. Главной

¹Бердянский государственный педагогический университет, ул. Шмидта 4, Бердянск, 71118 Украина.

проблемой в подобных расчетах является определение типа превалирующих дефектов в различных интервалах области гомогенности, их зарядовое состояние и энергетическое положение в запрещенной зоне соединения. Такой анализ позволяет теоретически определить состав дефектов в кристалле и сопоставить ему экспериментальные результаты, связанные с определением глубины залегания энергетических уровней собственных и примесных дефектов в запрещенной зоне нитрида галлия.

GaN характеризуется сложным составом собственных и примесных точечных дефектов. Экспериментальные работы указывают на то, что за высокую концентрацию электронов в *GaN* *n*-типа отвечает вакансия азота – V_N , создающая мелкий донорный уровень, при 25–35 мэВ [2, 4]. Как альтернатива рассматриваются примеси *O* и *Si*, концентрация которых в специально нелегированных пленках *GaN* может достигать значений $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [10, 11]. В экспериментах, выполненных на пленках *n-GaN*, облученных электронами с энергией 0.42 МэВ, обнаружены донорные уровни при 26 и 70 мэВ ниже дна зоны проводимости [12]. По мнению авторов, уровень 70 мэВ связан с V_N , в то время как уровень 25 мэВ вероятнее всего связан с примесью кислорода – O_N . Однако в [13] уровень 25 мэВ в облученных образцах связывается с V_N . Таким образом, экспериментальные данные указывают на то, что энергетический уровень V_N локализован на 25–70 мэВ ниже дна зоны проводимости. Расчеты, выполненные методом псевдопотенциала, указывают на то, что V_N может быть превалирующим типом дефектов в *GaN* и отвечать за *n*-тип проводимости [14, 15]. С другой стороны, в [16] показано, что энергетический уровень вакансии азота локализован в зоне проводимости, чем объясняется металлический тип проводимости объемных монокристаллов *GaN* [5, 6].

В литературе отсутствуют экспериментальные данные о наблюдении вакансии азота в зарядовом состоянии $V_N^{\bullet\bullet}$ и $V_N^{\bullet\bullet\bullet}$. Однако теоретически показано, что энергетический уровень вакансии азота в зарядовом состоянии $V_N^{\bullet\bullet\bullet}$ локализован вблизи потолка валентной зоны $E_V + 0.56 \text{ эВ}$ [10]. По данным работы [17] энергетическое положение вакансии азота в зарядовых состояниях V_N^{\bullet} , $V_N^{\bullet\bullet}$ и $V_N^{\bullet\bullet\bullet}$ составляет $E_V + 2.49 \text{ эВ}$, $E_V + 0.09 \text{ эВ}$ и $E_V + 0.58 \text{ эВ}$ соответственно. Авторы [18] с вакансией азота $V_N^{\bullet\bullet\bullet}$ связывают уровень $E_V + 0.9 \text{ эВ}$ выше потолка валентной зоны. Таким образом, уровень вакансии азота $V_N^{\bullet\bullet\bullet}$ расположен в нижней половине запрещенной зоны, ориентировочно $\sim E_V + 0.6 \text{ эВ}$ ($E_C - 2.9 \text{ эВ}$).

Вакансия галлия – тройной акцептор, создающий энергетические уровни вблизи валентной зоны. Расчетное значение энергетических уровней V'_{Ga} , V''_{Ga} и V'''_{Ga} составляет

0.25, 0.65 и 1.1 эВ соответственно [10]. С вакансией галлия авторы [19, 20] связывают уровни 0.5, 1.0 и 1.5 эВ выше потолка валентной зоны. В беспримесном n - GaN с вакансией галлия связывают полосу фотолюминесценции (ФЛ) 3.45 эВ – экситона, связанного на нейтральном акцепторе с глубиной 0.2 эВ [21]. В спектрах ФЛ образцов GaN , полученных путем эпитаксиальных технологий, наблюдается полоса с максимумом при 2.2 эВ. Ее связывают с V_{Ga}''' [21 – 24]. Концентрация V_{Ga}''' , определенная из экспериментов по аннигиляции позитронов, составляет $10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [25, 26]. Авторы [27], исследуя полосу 2.2 эВ методом оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР), пришли к выводу, что данная полоса связана с переходами мелкий донор – глубокий акцептор с $E_a \sim 1.2 \text{ эВ}$ (предположительно V_{Ga}'''). Альтернативная модель по данным ОДМР предложена авторами работы [28]. По мнению авторов, полоса 2.2 эВ обусловлена переходами глубокий донор – мелкий акцептор с $E_a \sim 0.2 \text{ эВ}$ (предположительно V_{Ga}). По аналогии с g фактором для ZnO , предполагается, что в качестве глубокого донора выступает вакансия азота.

Отсутствие экспериментальных данных о вакансиях, находящихся в двукратном ионизированном состоянии, можно объяснить нестабильностью данных дефектов в соединениях A^3B^5 , что впервые было показано на примере $GaAs$ [29] и впоследствии для GaN [10, 17, 18].

Таким образом, исходя из экспериментальных и теоретических данных, примем для расчетов следующие энергетические уровни однократно и трехкратно заряженных дефектов: для вакансии галлия – $E_{a1} = 0.2 \text{ эВ}$ и $E_{a3} = 1.1 \text{ эВ}$; вакансии азота – $E_{d1} = 0.07 \text{ эВ}$ и $E_{d3} = 2.9 \text{ эВ}$.

В настоящее время единственной легирующей примесью, дающей стабильный и воспроизводимый p -тип проводимости в GaN , является магний [1, 7]. Внедрение примеси магния сопровождается зарождением значительного количества собственных и примесных дефектов. Очевидно, что внедрение в кристалл подобных центров оказывает существенное влияние на электрические и люминесцентные свойства GaN . В зависимости от технологии получения кристаллов $GaN:Mg$ в спектрах фотолюминесценции появляется широкая полоса в области 2.8–3.3 эВ, связываемая с рекомбинацией на донорно-акцепторных парах [3, 5 – 7, 28, 30]. В качестве акцептора выступает примесь магния, создающая акцепторный уровень, расположенный вблизи валентной зоны с энергией активации $E_A \sim 200 \text{ мэВ}$ [1, 7, 9, 21, 30], а в качестве донора – вакансия V_N либо примесный атом кислорода, заместивший азот – O_N [10, 11]. Теоретические оценки глубины залегания акцепторного центра Mg_{Ga} дают значение $\sim 200 \text{ мэВ}$, что хорошо согласу-

ется с экспериментальными результатами [10]. Для расчетов примем глубину уровня акцептора Mg_{Ga} , равную ~ 200 мэВ.

В работе впервые проведен расчет диаграммы равновесия состава точечных дефектов в кристаллах $GaN:Mg$ по схеме Шоттки в интервале температур 1000–1400 К. Схема дефектообразования выбрана неслучайно. В нитриде галлия энергия образования дефектов по Френкелю составляет более 7 эВ, в то время как по Шоттки ~ 4 эВ [31]. По данным авторов [10] преобладающим типом дефектов в нитридах III группы являются дефекты по Шоттки, имеющие низкую энергию образования в отличие от междоузельных атомов галлия.

Уравнения, описывающие схему дефектообразования, запишем следующим образом:

$$0 = V_{Ga}^x + V_N^x + H_S \quad [V_{Ga}^x] \cdot [V_N^x] = K_S, \quad (1)$$

$$V_{Ga}^x = V'_{Ga} + h + E_{a1} \quad [V'_{Ga}] \cdot p/[V_{Ga}^x] = K_{a1}, \quad (2)$$

$$V'_{Ga} = V'''_{Ga} + 2h + E_{a3} \quad [V'''_{Ga}] \cdot 2p/[V'_{Ga}] = K_{a3}, \quad (3)$$

$$V_N^x = V_N^\bullet + e + E_{d1} \quad [V_N^\bullet] \cdot n/[V_N^x] = K_{d1}, \quad (4)$$

$$V_N^\bullet = V_N^{\bullet\bullet\bullet} + 2e + E_{d3} \quad [V_N^{\bullet\bullet\bullet}] \cdot 2n/[V_N^\bullet] = K_{d3}, \quad (5)$$

$$0 = h + e + E_g \quad p \cdot n = K_g, \quad (6)$$

$$Mg_{Ga}^x = Mg'_{Ga} + h + E_A \quad K_{Mg} = [Mg'_{Ga}] \cdot p/[M_{Ga}^x], \quad (7)$$

$$Ga_{Ga} = Ga_{gas} + V_{Ga}^x + H_{Ga} \quad K_{Ga} = [V_{Ga}^x] \cdot P_{Ga}, \quad (8)$$

$$GaN_{sol} = Ga_{gas} + 1/2 N_{2gas} + H_{GaN} \quad K_{GaN} = P_{Ga} \cdot P_{N_2}^{1/2}. \quad (9)$$

Уравнение электронейтральности и материального баланса запишем в виде:

$$n + [V'_{Ga}] + 3[V'''_{Ga}] + [Mg'_{Ga}] = p + [V_N^\bullet] + 3[V_N^{\bullet\bullet\bullet}]. \quad (10)$$

$$\{Mg_{Ga}\} = [Mg_{Ga}^x] + [Mg_{Ga}'] \quad (11)$$

В уравнениях (1–9): $V_{Ga}^x, V_{Ga}', V_{Ga}'''$ – нейтральные и ионизированные вакансии галлия; $V_N^x, V_N^\bullet, V_N^{\bullet\bullet\bullet}$ – нейтральные и ионизированные вакансии азота; Mg_{Ga}^x, Mg_{Ga}' – нейтральные и ионизированные атомы магния; P_{Ga} – парциальное давление паров галлия. Точкой обозначен положительный заряд; штрихом – отрицательный; e – электрон; h – дырка; n – концентрация электронов; p – концентрация дырок. Символ дефекта, заключенный в скобки [], обозначает концентрацию этого дефекта; $E_a, E_d, E_g, H_S, H_{Ga}, H_{GaN}, E_A$ – энергии и энтальпии соответствующих реакций; $K_a, K_d, K_g, K_S, K_{Ga}, K_{GaN}, K_{Mg}$ – константы равновесия. Энергии ионизации дефектов отсчитывались от дна зоны проводимости (E_d) и потолка валентной зоны (E_a, E_A). Температурная зависимость ширины запрещенной зоны GaN рассчитывалась по формуле $E_g = 3.503 - (5.08 \times 10^{-4} T^2) / (T + 996)$ [32]. Температурная зависимость положения дефектов в запрещенной зоне учитывалась по аналогии с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны. Расчет констант равновесия реакций (1–9) и диаграмм равновесия точечных дефектов проведен по методике, приведенной в [33, 34]. Для расчета констант равновесия применяли значения эффективной массы электрона и дырки для GaN – $m_n = 0.22m_0, m_p = 0.75m_0$ [22], где m_0 – масса покоящегося электрона.

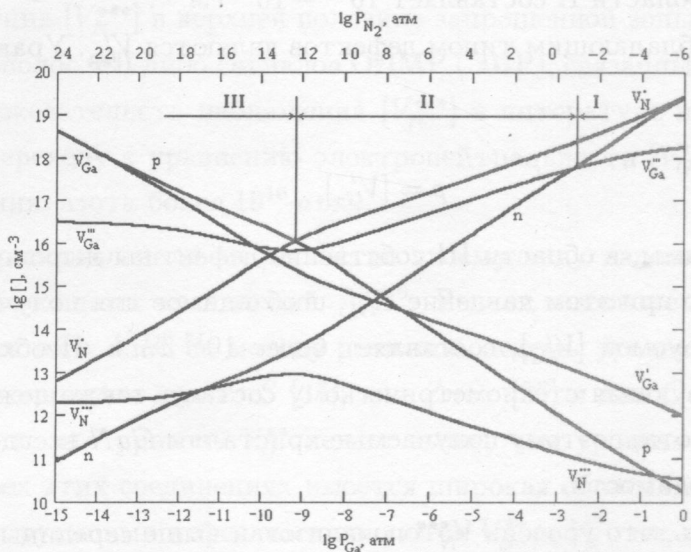


Рис. 1. Диаграмма равновесия собственных точечных дефектов в GaN при 1400 К. Энергетический уровень вакансии азота $V_N^{\bullet\bullet\bullet}$ в нижней половине запрещенной зоны $E_V + 0.6$ эВ.

Для сравнительного анализа приведем данные по расчету концентрации в нелегированных кристаллах GaN и легированных магнием $GaN:Mg$. На рис. 1 приведена диаграмма высокотемпературного равновесия дефектов GaN в зависимости от парциальных давлений компонент при температуре 1400 K . В области I преобладающий дефект – V_N^\bullet и уравнение электронейтральности (10) имеет вид

$$[V_N^\bullet] = n. \quad (12)$$

Данная область соответствует собственно дефектной электронной проводимости, и в ней концентрация электронов изменяется от $5 \cdot 10^{17}$ до $5 \cdot 10^{19}\text{ см}^{-3}$. При давлении паров галлия 1 атм концентрация электронов $5 \cdot 10^{19}\text{ см}^{-3}$, что реально осуществить в эксперименте. В случае закалки можно ожидать в этой области концентрацию компенсирующих центров $V_{Ga}''' \sim 10^{17}\text{ см}^{-3}$, что хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемой величиной [25].

В области II также наблюдается электронная проводимость, однако концентрация носителей убывает с увеличением давления азота. Уравнение (10) в этой области переходит в:

$$[V_N^\bullet] = 3[V_{Ga}''']. \quad (13)$$

Концентрация V_{Ga}''' в области II составляет $10^{16} - 10^{17}\text{ см}^{-3}$.

В области III преобладающим типом дефектов являются V_{Ga}' . Уравнение (10) имеет вид:

$$p = [V_{Ga}']. \quad (14)$$

Как видно из диаграммы, в области III собственно-дефектная дырочная проводимость увеличивается, однако при этом давление P_{N_2} , необходимое для получения p -типа проводимости, контролируемой $[V_{Ga}']$, составляет более 10^{12} атм . Необходимо отметить, что точка, соответствующая стехиометрическому составу, также лежит в области нереальных давлений азота, поэтому получаемые кристаллы GaN всегда обладают электронным типом проводимости.

Если предположить, что уровень $V_N^{\bullet\bullet\bullet}$ локализован выше середины запрещенной зоны (например, $E_C - 1.2\text{ эВ}$), то в области III (рис. 2) уравнение электронейтральности имеет вид $[V_N^{\bullet\bullet\bullet}] = [V_{Ga}''']$. Из рис. 2 видно, что имеется относительно широкая область давлений азота ($10^8 - 10^{16}\text{ атм}$), где проводимость не меняется и остается очень низкой. В

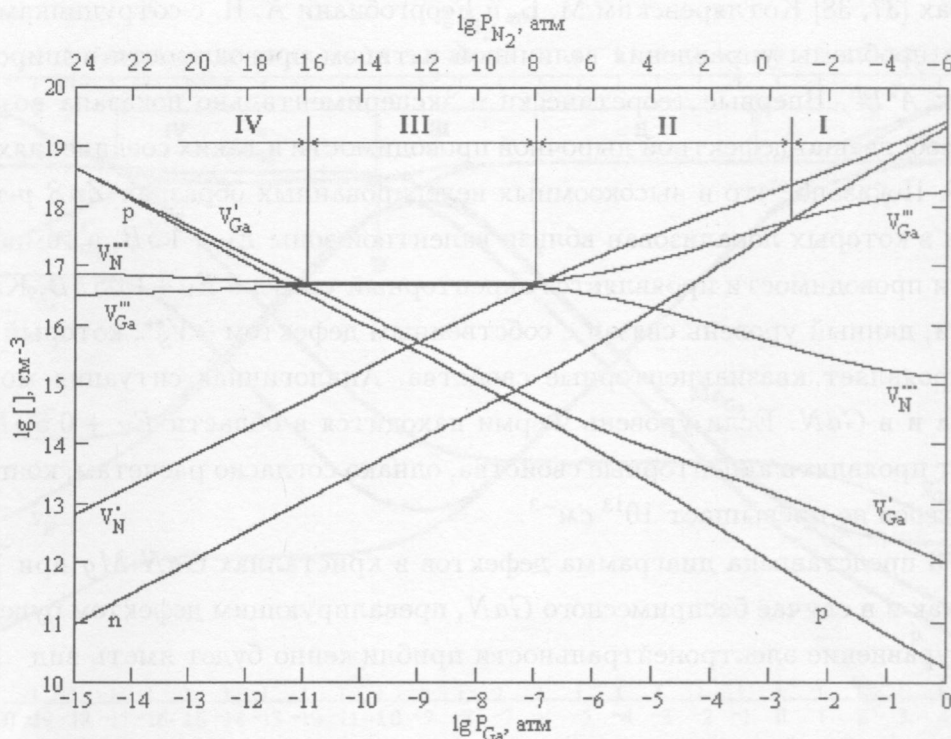


Рис. 2. Диаграмма равновесия собственных точечных дефектов в GaN при 1400 К. Энергетический уровень вакансии азота $V_N^{\bullet\bullet\bullet}$ в верхней половине запрещенной зоны $E_C - 1.2$ эВ.

случае расположения $[V_N^{\bullet\bullet\bullet}]$ в верхней половине запрещенной зоны можно было бы ожидать наблюдения полос ФЛ либо сигналов ОДМР (ЭПР), связанных с данным дефектом, однако прямых доказательств наблюдения $[V_N^{\bullet\bullet\bullet}]$ в литературе не имеется. Точка, соответствующая переходу к уравнению электронейтральности $[V_{Ga}'] = p$, соответствует огромному давлению азота более 10^{16} атм.

Диаграмма, представленная на рис. 2, по своему виду напоминает типичную диаграмму для широкозонных соединений A^2B^6 . Расчет высокотемпературного состава собственных дефектов в A^2B^6 по методу решения системы уравнений квазихимических реакций дефектов проведен для ZnS [35], для $ZnSe$ [36] и для CdS [34]. В данных работах принимается, что уровень $V_B^{\bullet\bullet}$ лежит выше, чем уровень V_A'' . Это приводит к выводу, что во всех этих соединениях имеется широкая область давлений пара металлоида, где превалирующими дефектами являются $V_B^{\bullet\bullet}$ и V_A'' , т.е. собственно-дефектная проводимость полностью скомпенсирована. При расположении $V_N^{\bullet\bullet\bullet}$ в верхней половине запрещенной зоны должен наблюдаться механизм компенсации, аналогичный широкозонным соединениям A^2B^6 .

В работах [37, 38] Котляревским М. Б. и Георгобиани А. Н. с сотрудниками проанализированы проблемы управления величиной и типом проводимости в широкозонных соединениях A^2B^6 . Впервые теоретически и экспериментально показана возможность получения собственно-дефектной дырочной проводимости в таких соединениях как ZnS , $ZnSe$, ZnO . Показано, что в высокоомных нелегированных образцах ZnS p -типа, уровень Ферми в которых локализован вблизи валентной зоны $E_V + 1 \text{ эВ}$, в температурной зависимости проводимости проявляется акцепторный уровень $E_V + 1.05 \text{ эВ}$. Как показано авторами, данный уровень связан с собственным дефектом $-V_S^{\bullet\bullet}$, который в данных условиях проявляет квазиакцепторные свойства. Аналогичная ситуация может быть реализована и в GaN . Если уровень Ферми находится в области $E_V + 0.5 \text{ эВ}$, то $V_N^{\bullet\bullet\bullet}$ также будет проявлять акцепторные свойства, однако согласно расчетам, концентрация данных центров не превышает 10^{13} см^{-3} .

На рис. 3 представлена диаграмма дефектов в кристаллах $GaN:Mg$ при 1400 K . В области I, как и в случае беспримесного GaN , преобладающим дефектом будет V_N^{\bullet} . Для области II уравнение электронейтральности приближенно будет иметь вид

$$[Mg'_{Ga}] = [V_N^{\bullet}], \quad (15)$$

и все введенные атомы магния компенсируются вакансиями азота. В данной области давлений азота P_{N_2} ($10^{-5} - 10^7 \text{ атм}$) проводимость собственная и не зависит от концентрации акцепторной примеси. Из диаграммы видно, что в $GaN:Mg$ не удастся управлять проводимостью путем легирования примесью в широком интервале давлений азота, так как проводимость контролируется собственными точечными дефектами. В данной области вероятно образование комплексов типа $Mg'_{Ga} - V_N^{\bullet}$. По мнению авторов работ [10, 30] в кристаллах $GaN:Mg$ компенсация акцепторных центров Mg'_{Ga} осуществляется изолированными вакансиями азота V_N^{\bullet} либо комплексами с их участием, что хорошо согласуется с нашими расчетами.

В области III уравнение электронейтральности имеет вид:

$$[Mg'_{Ga}] = [V_N^{\bullet}] + 3[V_N^{\bullet\bullet\bullet}] + p. \quad (16)$$

Эта область дырочной, частично компенсированной проводимости. Левее точки А основным поставщиком свободных дырок становятся акцепторные центры Mg'_{Ga} . Как следует из диаграммы на рис. 3, давление P_{N_2} в точке А $\sim 10^6 \text{ атм}$.

В области IV условие электронейтральности имеет вид

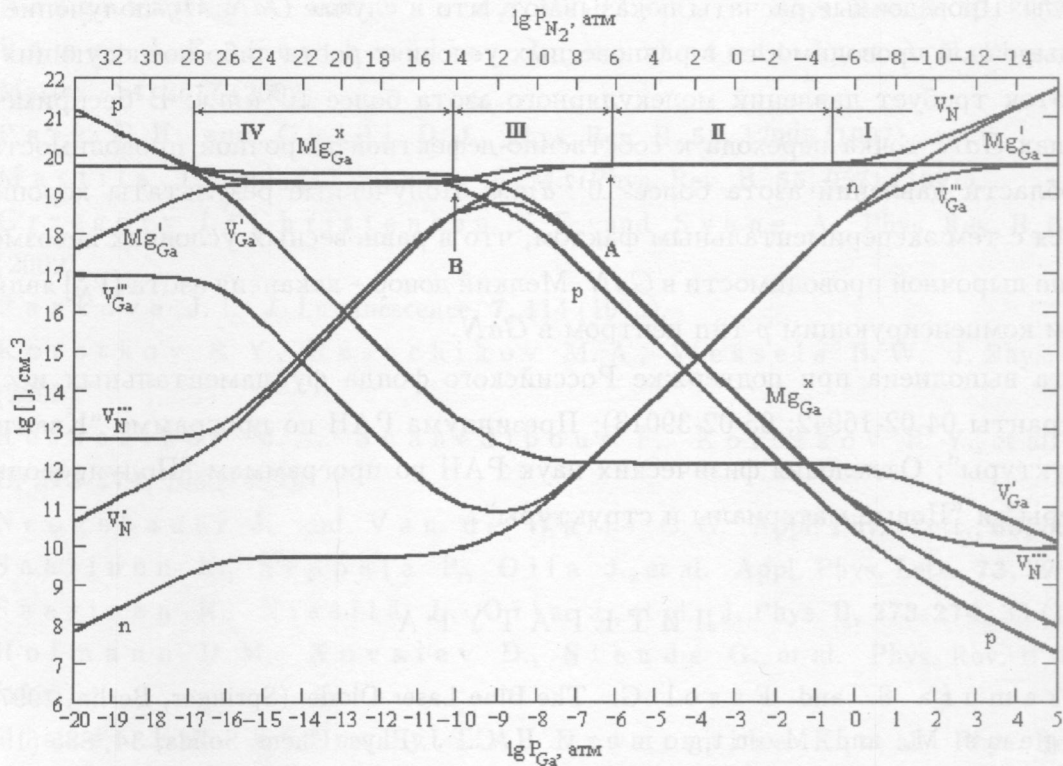


Рис. 3. Диаграмма равновесия дефектов в GaN:Mg при 1400 К. Энергетический уровень вакансии азота $V_N^{\bullet\bullet}$ в нижней половине запрещенной зоны $E_V + 0.6$ эВ.

$$[Mg'_{Ga}] = p. \tag{17}$$

В точке В, где начинает выполняться условие (17), давление азота составляет 10^{14} атм, поэтому практически перейти в данную точку при отжиге невозможно. В реальных экспериментах вероятнее всего реализуется условие электронейтральности (15). Как показано авторами работ [5, 6], объемные кристаллы GaN:Mg, выращенные при давлении $P_{N_2} \sim 2 \cdot 10^4$ атм, имеют удельное сопротивление 10^6 Ом · см и являются компенсированными, что подтверждается выполненными расчетами. Выполнение условия (17) требует сверхбольших давлений азота, недостижимых в реальном эксперименте. Расчеты показывают, что увеличение концентрации магния приводит к расширению области II, где выполняется условие (15). Концентрация V_{Ga} уменьшается с увеличением концентрации магния, что подтверждается экспериментально [25].

Выводы. Проведенные расчеты показывают, что в случае $GaN:Mg$ получение примесной дырочной проводимости в равновесных условиях роста либо последующих термообработок требует давлений молекулярного азота более 10^6 атм. В беспримесных кристаллах GaN точка перехода к собственно-дефектной дырочной проводимости лежит в области давлений азота более 10^{12} атм. Полученные результаты хорошо согласуются с тем экспериментальным фактом, что в равновесных условиях невозможно получение дырочной проводимости в GaN . Мелкий донор – вакансия азота [V_N^\bullet] является основным компенсирующим p -тип центром в GaN .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 04-02-16942; 05-02-39013); Президиума РАН по программе “Квантовые наноструктуры”; Отделения физических наук РАН по программам “Полупроводниковые лазеры” и “Новые материалы и структуры”.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Nakamura S. and Fasol G. The Blue Laser Diode. (Springer, Berlin, 1997).
- [2] Ilegems M. and Montgomery H. C. J. Phys. Chem. Solids, **34**, 885 (1973).
- [3] Akasaki I., Amano H., Sawaki N., et al. Semicond. Technol., **19**, 295 (1986).
- [4] Molnar R. J., Lei T., and Moustakas T. D. Appl. Phys. Lett., **62**, 72 (1993).
- [5] Porowski S. J. Cryst. Growth., **189-190**, 153 (1998).
- [6] Krukowski S. Cryst. Res. Technol., **34**, 785 (1998).
- [7] Akasaki I., Amano H., Kito M. and Hiramatsu K. J. Luminescence, **48-49**, 666 (1991).
- [8] Kaufmann U., Schlotter P., Obloh H., et al. Phys. Rev. B, **62**, 10867 (2000).
- [9] Monemar B., Lagerstedt O., and Gislason H. P. J. Appl. Phys., **51**, 625 (1980).
- [10] Van de Walle C. G., Neugebauer J. J. Appl. Phys., **95**, 3851 (2004).
- [11] Moore W. J., Freitas J. A., Jr., Lee S. K., et al. Phys. Rev. B, **65**, 081201 (2002).
- [12] Look D. C., Farlow G. C., Drevinsky P. J., et al. Appl. Phys. Lett., **83**, 3525 (2003).
- [13] Yang O., Feick H., and Weber E. R. Appl. Phys. Lett., **82**, 3002 (2003).
- [14] Boguslawski P., Briggs E. L., Bernholc J. Phys. Rev. B, **51**, 17255 (1995).
- [15] Jenlins D. W., Dow J. D. and Tsai M.-H. J. Appl. Phys., **72**, 4130 (1992).

- [16] Neugebauer J. and Van de Walle C. G. Phys. Rev. B, **50**, 8067 (1994).
- [17] Ramos L. E., Furthmüller J., Bechstedt F., et al. J. Phys.: Condens. Matter., **14**, 2577 (2002).
- [18] Park C. H. and Chadi D. J. Phys. Rev. B, **55**, 12995 (1997).
- [19] Mattila T. and Nieminen R. M. Phys. Rev. B, **55**, 9571 (1997).
- [20] Grzegory I., Christensen N. E. and Svane A. Phys. Rev. B, **66**, 075210 (2002).
- [21] Pankove J. I. J. Luminescence, **7**, 114 (1973).
- [22] Korotkov R. Y., Reshchikov M. A., Wessels B. W. J. Phys. B, **325**, 1 (2003).
- [23] Reshchikov M. A., Shahedipour F., Korotkov R. Y., et al. J. Phys. B, **273-274**, 105 (1999).
- [24] Neugebauer J. and Van de Walle C. G. Appl. Phys. Lett., **69**, 503 (1996).
- [25] Saarinen K., Seppälä P., Oila J., et al. Appl. Phys. Lett., **73**, 3253 (1998).
- [26] Saarinen K., Nissilä J., Oila J., et al. J. Phys. B, **273-274**, 33 (1999).
- [27] Hofmann D. M., Kovalev D., Steude G., et al. Phys. Rev. B, **52**, 16702 (1995).
- [28] Glaser E. R., Kennedy T. A., Doverspike K., et al. Phys. Rev. B, **51**, 13326 (1995).
- [29] Northrup J. and Zhang S. B. Phys. Rev. B, **50**, 4962 (1994).
- [30] Kaufmann U., Kunzer M., Obloh H., et al. Phys. Rev. B, **59**, 5561 (1999).
- [31] Chisholm J. A., Lewis D. W. and Bristowe P. D. J. Phys.: Condens. Matter., **11**, L235 (1999).
- [32] Монемар В. Phys. Rev. B, **10**, 676 (1974).
- [33] Крегер Ф. А. Химия несовершенных кристаллов. (Мир, М., 1969).
- [34] Гурвич А. М. Введение в физическую химию кристаллофосфоров. (Высшая школа, М., 1982).
- [35] Морозова Н. К., Никитенко В. А. Изв. АН СССР. Неорган. Материалы, **9**, 1555 (1973).
- [36] Ray A. K., Kögler F. A. J. Electrochem. Sol., **125**, 1348 (1978).
- [37] Георгобiani А. Н., Котляревский М. Б., Михаленко В. Н. Труды ФИАН, **138**, 79 (1983).
- [38] Georgobiani A. N., Kotlyarevsky M. B., and Rogozin I. V. Inorganic Materials, **40**, suppl. 1, S1 (2004).

Поступила в редакцию 9 ноября 2006 г.