

Электронные свойства и глубокие ловушки облученного электроном *n*-GaN

© В.Н. Брудный[†], С.С. Веревкин*, А.В. Говорков[‡], В.С. Ермаков*, Н.Г. Колин*,
А.В. Корулин*, А.Я. Поляков[‡], Н.Б. Смирнов[‡]

[†] Томский государственный университет,
634050 Томск, Россия

* Обнинский филиал ФГУП „НИФХИ им. Л.Я. Карпова“,
249033 Обнинск, Россия

[‡] „Гиредмет“,
119017 Москва, Россия

(Получена 4 августа 2011 г. Принята к печати 12 сентября 2011 г.)

Рассмотрено влияние облучения электронами (энергии $E = 7$ и 10 МэВ, дозы $D = 10^{16} - 10^{18}$ см⁻²) и последующих термообработок в интервале температур $100 - 1000^\circ\text{C}$ на электрофизические свойства и спектр глубоких ловушек нелегированных (концентрации электронов $n = 1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{16}$ см⁻³), промежуточно легированных ($n = (1.2 - 2) \cdot 10^{17}$ см⁻³) и сильно легированных кремнием ($n = (2 - 3.5) \cdot 10^{18}$ см⁻³) эпитаксиальных слоев *n*-GaN, выращенных на подложке Al₂O₃ с использованием технологии MOCVD. Обнаружено увеличение удельного сопротивления *n*-GaN при электронном облучении, обусловленное смещением уровня Ферми в предельное положение вблизи $E_c - 0.91$ эВ. Исследован спектр глубоких ловушек в исходном и облученном электронами *n*-GaN. Показано, что восстановление исходных свойств облученного материала имеет место в интервале температур $100 - 1000^\circ\text{C}$ с основной стадией отжига радиационных дефектов вблизи 400°C .

1. Введение

Нитрид галлия (GaN) привлекает значительное внимание как базовый материал для производства инжекционных светодиодов и лазеров, устройств СВЧ техники, приборов высокотемпературной и высокоэнергетической электроники. Кроме того, перспективы использования нитрида галлия и приборов на его основе для изготовления детекторов ядерного излучения ставят вопрос об исследовании устойчивости этого полупроводника к воздействию жесткой радиации. Поэтому проблеме исследования влияния высокоэнергетического облучения на свойства GaN в настоящее время уделяется значительное внимание, главным образом это относится к облучению нейтронными пучками. В то же время количество аналогичных исследований по влиянию электронного облучения на свойства нитрида галлия весьма ограничено. Между тем данные исследования важны, поскольку получаемые в настоящее время кристаллы нитрида галлия, главным образом в виде эпитаксиальных пленок на подложках Al₂O₃, SiC и др., содержат значительные концентрации различных несовершенств. Это прежде всего дислокации несоответствия, а также дефекты упаковки, двойники и точечные дефекты решетки. Так, в частности, с собственными дефектами решетки, предположительно вакансиями азота — мелкими донорами, иногда связывают *n*-тип проводимости специально не легированного GaN. При этом экспериментальная информация о природе и параметрах собственных дефектов решетки в нитриде галлия практически отсутствует и в основном полученные данные базируются на теоретических методах их исследований.

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния высокодозового электронного облучения на электрофизические свойства и спектр глубоких ловушек в не легированных и легированных кремнием эпитаксиальных пленках *n*-GaN.

2. Методика эксперимента

Исходные нелегированные, с концентрацией электронов $n_0 = 1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{16}$ см⁻³, промежуточно легированные, с $n_0 = (1.2 - 2) \cdot 10^{17}$ см⁻³, и сильно легированные кремнием, $n_0 = (2 - 3.5) \cdot 10^{18}$ см⁻³, эпитаксиальные пленки *n*-GaN толщиной ~ 4 мкм выращивались методом MOCVD (metalloorganic chemical vapor deposition) по стандартному 2-температурному режиму на подложке Al₂O₃ (0001) с использованием тонкого зародышевого слоя GaN, который наносился на сапфир при температурах вблизи 520°C , с последующим осаждением эпитаксиальной пленки *n*-GaN при температурах $\sim 1080^\circ\text{C}$. В профиле электронной концентрации исходных эпитаксиальных пленок *n*-GaN наблюдалось присутствие областей n^+ -типа проводимости с концентрацией электронов $10^{17} - 10^{18}$ см⁻³, толщиной несколько десятых долей микрометра, вблизи интерфейса с сапфировой подложкой.

Измерение электрофизических параметров образцов проводилось 4-контактным методом Холла на автоматизированной установке HMS-3000, а электросопротивление сильно облученных высокоомных образцов определялось 2-контактным методом путем измерения тока, протекающего через образец, на установке с пределом измерения тока 10^{-13} А, с последующим расчетом

[†] E-mail: brudnyi@mail.tsu.ru

удельного электрического сопротивления (ρ) материала. В случае исходного нелегированного *n*-GaN высокая плотность электронов в тонком интерфейсном слое не позволяла проводить электрофизические измерения такого материала.

Спектры глубоких ловушек исследовались с помощью адмиттанс-спектроскопии [1], методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней (PCGU, DLTS) в варианте с электрической инжекцией, чувствительном в диодах Шоттки лишь к присутствию электронных ловушек, и в варианте, использующем оптическую инжекцию (далее OPCGU, ODLTS), чувствительном к присутствию в материале как электронных, так и дырочных ловушек [2]. Измерялись спектры ловушек методом фотоэлектрической релаксационной спектроскопии (ФЭРС, PICTS) [3], а положение уровня Ферми в облученных образцах определялось из температурной зависимости прямого тока облученного электронами барьера Шоттки на основе *n*-GaN. Подробно экспериментальные методики измерений описаны в более ранних работах [4,5].

Облучение электронами с энергиями 7 МэВ при электрофизических измерениях и 10 МэВ при измерениях спектра ловушек, интегральными потоками частиц $D = 1 \cdot 10^{16} - 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ проводилось при температурах, близких к комнатным (облучение осуществлялось в Обнинском филиале ФГУП „НИФХИ“ им. Л.Я. Карпова). Изохронная термообработка облученных образцов проводилась в резистивной печи в вакууме в течение 20 мин в интервале температур $T_a = 100 - 1000^\circ\text{C}$.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Электрофизические свойства

Дозовые зависимости удельного электрического сопротивления, $\rho(D)$, концентрации свободных электронов, $n(D)$, и их холловской подвижности, $\mu(B)$, в промежуточно легированных и сильно легированных образцах *n*-GaN от интегрального потока электронов представлены на рис. 1. На дозовых кривых соответствующих зависимостей наблюдается рост удельного сопротивления до значений $\sim 7 \cdot 10^7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при $D = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ в промежуточно легированном образце. В сильно легированном образце значение ρ возрастает до $\sim 20 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при соответствующем уменьшении концентрации свободных электронов до $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и величины μ до значений $\sim 30 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при интегральных потоках электронов $D = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Можно отметить, что аналогичные исследования эпитаксиальных пленок *n*-GaN (MOCVD), облученных реакторными нейтронами, интегральными потоками до $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$, выявили увеличение удельного сопротивления исходного материала до значений $> 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ вблизи комнатных температур [6]. Рост сопротивления *n*-GaN при электронном облучении вызван смещением уровня Ферми в глубь запрещенной зоны нитрида галлия в положение, близкое

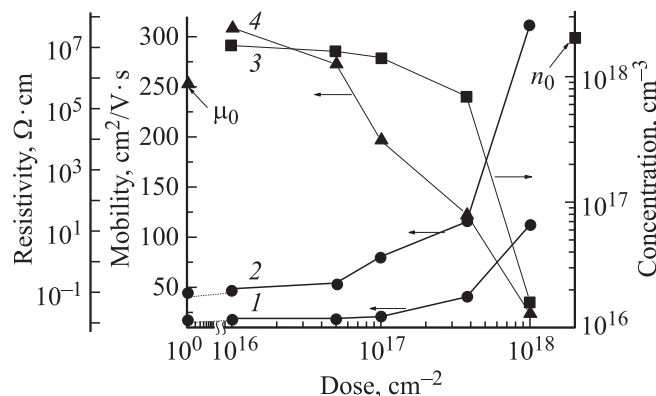


Рис. 1. Изменение удельного сопротивления ρ (1, 2) концентрации свободных электронов n (3) и холловской подвижности μ (4) носителей заряда в эпитаксиальных пленках *n*-GaN при электронном облучении ($E = 7 \text{ МэВ}$). Исходная концентрация свободных электронов $n_0, \text{ см}^{-3}$: 1 — $1.5 \cdot 10^{17}$; (2–4) — $2 \cdot 10^{18}$. Показаны исходные значения концентрации n_0 и подвижности μ_0 для сильно легированного образца.

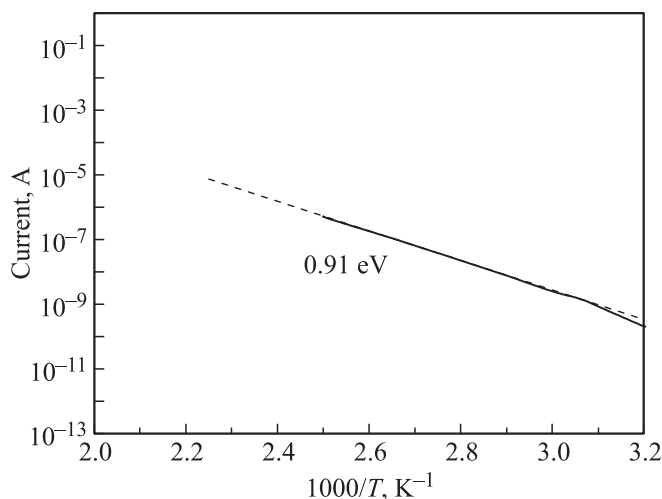


Рис. 2. Температурная зависимость прямого тока диода Шоттки (+2 В) на основе промежуточно легированного образца *n*-GaN, облученного электронами. $E = 10 \text{ МэВ}$, $D = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$.

к $E_c - 0.91 \text{ эВ}$, полученное из зависимости от температуры T , прямого тока облученного электронами барьера Шоттки на основе *n*-GaN (рис. 2) вследствие захвата свободных электронов глубокими радиационными ловушками. Аналогичные исследования образца *n*-GaN при реакторном нейтронном облучении выявили смещение уровня Ферми в предельное положение вблизи $E_c - 0.85 \text{ эВ}$ [7].

Влияние изохронного отжига на сопротивление облученных электронами образцов *n*-GaN представлено на рис. 3. Для всех интегральных потоков электронов $D = 1 \cdot 10^{16} - 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ можно выделить стадии отжига вблизи температур $T_a = 100 - 400, 500 - 800^\circ\text{C}$ и выше. Следует отметить, что температурное положение

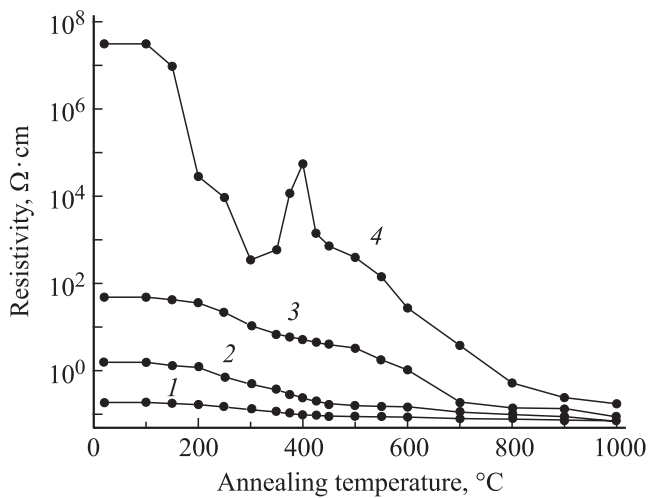


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления от температуры отжига для промежуточно легированных кремнием образцов n -GaN ($n_0 = 1.5 \cdot 10^{17}$), облученных электронами. $E = 7$ МэВ; D , см^{-2} : 1 — $1 \cdot 10^{16}$, 2 — $1 \cdot 10^{17}$, 3 — $3.75 \cdot 10^{17}$, 4 — $1 \cdot 10^{18}$.

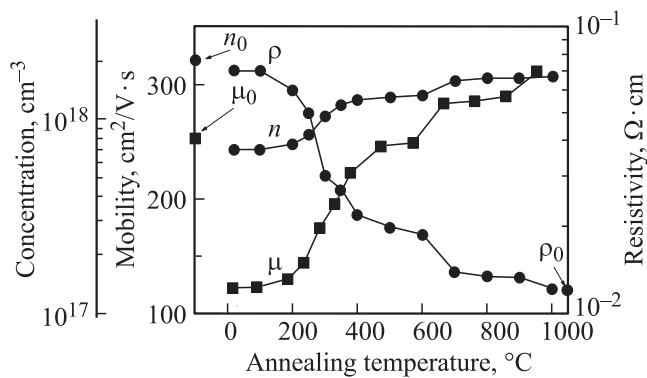


Рис. 4. Зависимость концентрации носителей заряда n , удельного сопротивления ρ и подвижности носителей заряда μ в эпитаксиальных пленках n -GaN ($n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), облученных электронами ($E = 7$ МэВ, $D = 3.75 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$), от температуры изохронного (20 мин) отжига. Показаны исходные значения концентрации n_0 , удельного сопротивления ρ_0 , подвижности μ_0 .

данных стадий отжига достаточно близко к температурам соответствующих стадий изохронного отжига, проявляющихся в изменении сопротивления и постоянной решетки эпитаксиальных пленок n -GaN, облученных реакторными нейтронами [6]. Более того, как и в облученных нейтронами образцах, в эпитаксиальных пленках промежуточно легированного n -GaN после облучения интегральными потоками электронов $D = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ имеет место „обратный“ отжиг ρ в области температур $T_a \approx 300\text{--}400^\circ\text{C}$ — увеличение удельного сопротивления материала от $\sim 4 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при $T_a = 300^\circ\text{C}$ до $\sim 7 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при $T_a = 400^\circ\text{C}$, т.е. более чем на 2 порядка (рис. 3). Оценка положения уровня Ферми для стадии „обратного“ отжига дает соответственно ~ 0.25

и ~ 0.35 эВ. Таким образом, имеет место „повторное“ заглупление уровня Ферми на ~ 0.1 эВ в процессе изохронного отжига в интервале температур $300\text{--}400^\circ\text{C}$ в облученном электронами образце (рис. 3, кривая 4).

3.2. Глубокие ловушки в пленках n -GaN

В адмиттанс-спектрах исходных образцов n -GaN ловушек не обнаружено. В спектрах РСГУ (DLTS) наблюдались электронные ловушки двух типов с энергиями активации 0.25 и 0.6 эВ, концентрации которых возрастали с ростом концентрации легирующей примеси кремния (от $1.2 \cdot 10^{12}$ до $1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для ловушек с энергией 0.25 эВ, от $8.8 \cdot 10^{12}$ до $2.8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для ловушек с энергией 0.6 эВ) (рис. 5, *a*). В спектрах ОРСГУ (ODLTS) преобладали дырочные ловушки с энергией активации 0.95 эВ (рис. 5, *b*), концентрация которых росла с ростом легирования GaN кремнием (от $8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в нелегированном образце до $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в образце с промежуточным уровнем легирования).

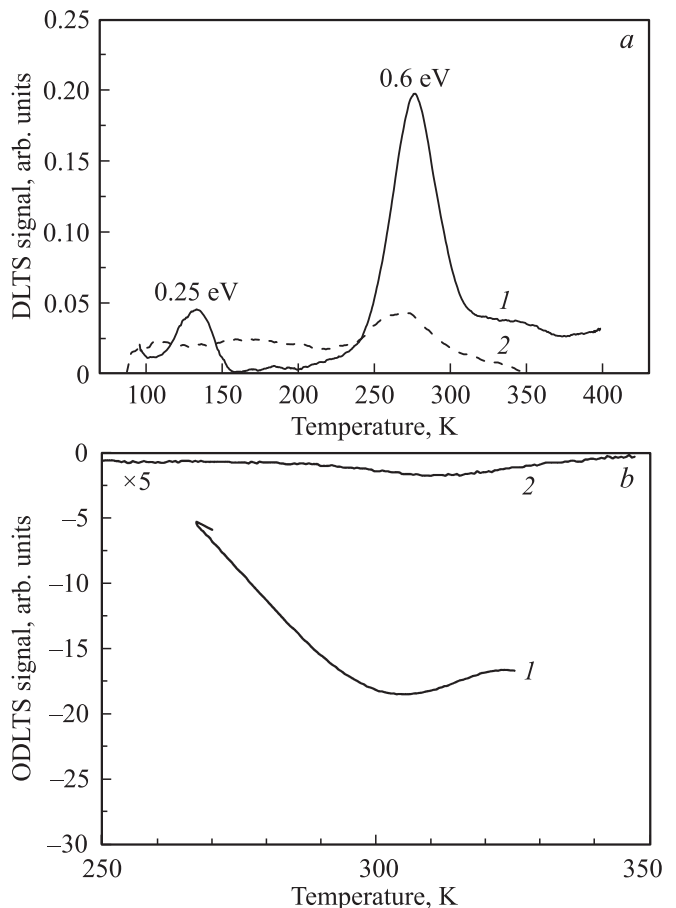


Рис. 5. Спектры РСГУ (DLTS) (*a*) и спектры ОРСГУ (ODLTS) (*b*) нелегированного (1) и промежуточно легированного (2) образцов n -GaN. *a*: обратное смещение -1 В; импульс прямого смещения $+1$ В; временные окна 100/1000 мс. *b*: обратное смещение -1 В; возбуждение светодиодным излучением с длиной волны 365 нм; временные окна 500/5000 мс.

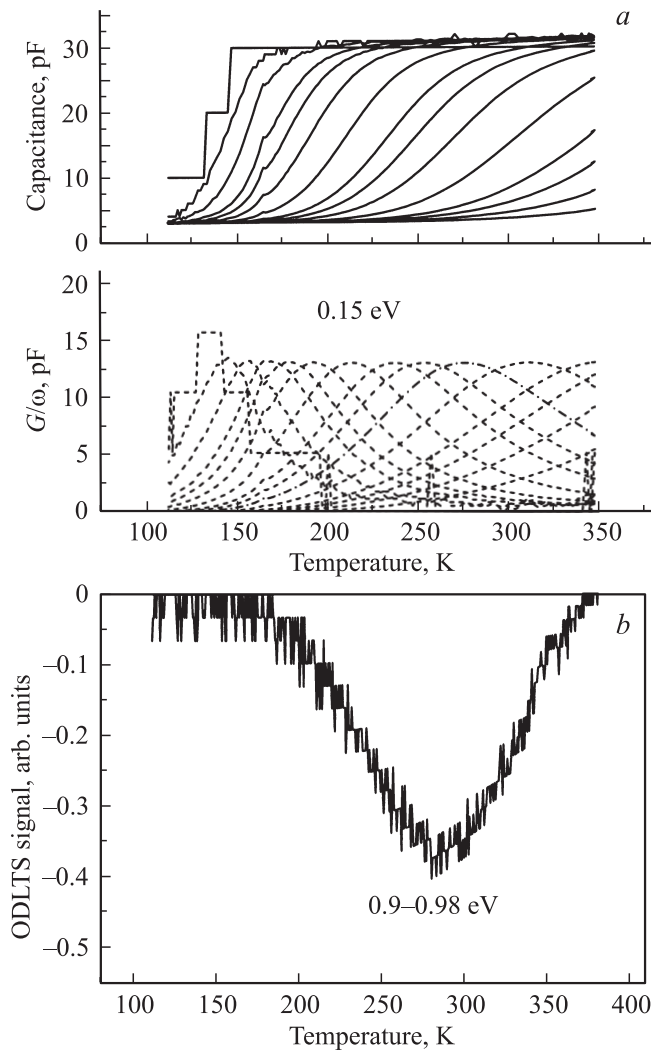


Рис. 6. Адмиттанс-спектры (а) и спектры ОРСГУ (ODLTS) (b) нелегированного образца *n*-GaN после облучения электронами с $E = 10$ МэВ, $D = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. а: частота измерения, кГц: 0,1, 0,2, 0,3, 0,5, 1, 2, 3, 5, 10, 20, 30, 50, 100, 200, 300, 500, 1000. b: обратное смещение -1 В, возбуждение светодиодным излучением с длиной волны 365 нм; временные окна $500/5000$ мс. $G(\omega)$ — высокочастотная проводимость.

Изменение концентрации ловушек с энергией 0.95 эВ в целом коррелировало с изменением интенсивности желтой полосы люминесценции при ~ 2.2 эВ в исходных образцах, предположительно связываемой с комплексом вакансия галлия–кремний [8].

Облучение нелегированного образца электронами ($E = 10$ МэВ) привело уже для первой дозы $D = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ к компенсации проводимости объема пленки, так что весь объем пленочного материала вплоть до интерфейсного слоя был полностью обеднен электронами. Емкость структуры при этом была близка к геометрической, а измеряемая концентрация носителей заряда составляла для интерфейсного n^+ -слоя $\sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Повышение дозы облучения до 10^{17} см^{-2} оказало слабое влияние на концентрацию электронов

в интерфейсном слое, которая даже после облучения потоком электронов 10^{18} см^{-3} все еще составляла $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Измерение адмиттанс-спектров на таком образце (рис. 6, а) указывало на преобладание среди электрически активных центров электронных ловушек с энергией ионизации ~ 0.15 эВ, которые наблюдались и ранее в нитриде галлия [9,10]. В таких образцах в спектрах ОРСГУ (ODLTS), в которых преимущественно проявляются дефектные состояния в интерфейсном слое, преобладали дырочные ловушки с энергией активации $0.9-1.0$ эВ, несколько отличающиеся от ловушек в объеме пленки *n*-GaN (рис. 6, b).

Облучение образца с промежуточным уровнем легирования, $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, привело к постепенному уменьшению концентрации нескомпенсированных доноров. Для небольших доз облучения в адмиттанс-спектрах таких образцов наблюдалось появление центров с энер-

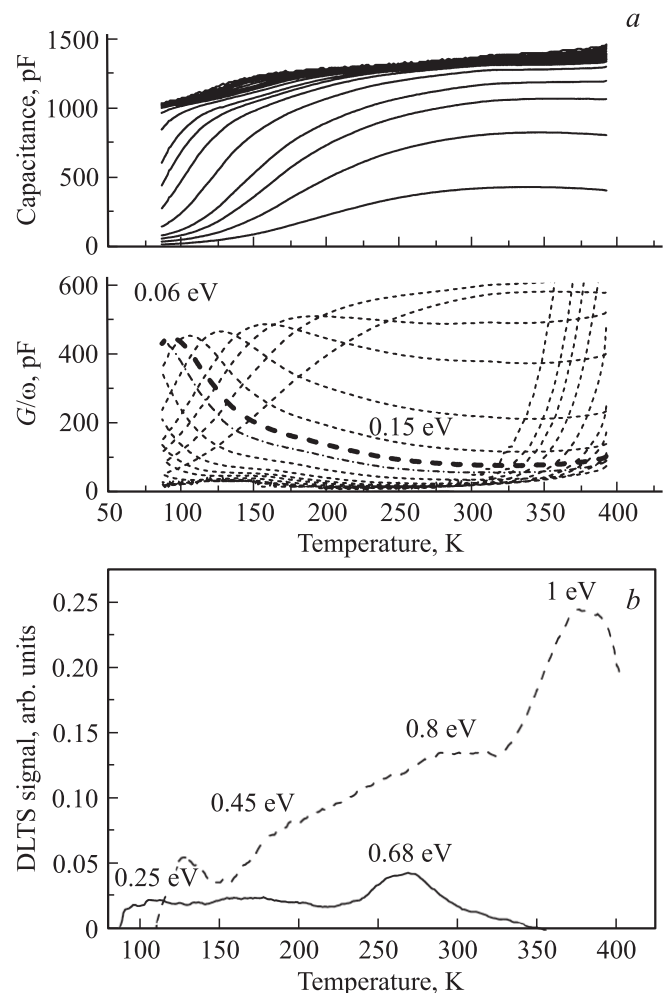


Рис. 7. Адмиттанс-спектры (а) и спектры РСГУ (DLTS) (b) промежуточно легированного образца *n*-GaN после облучения электронами с $E = 10$ МэВ, $D = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. а: частота измерения, кГц: 0,1, 0,2, 0,3, 0,5, 1, 2, 3, 5, 10, 20, 30, 50, 100, 200, 300, 500, 1000. b: обратное смещение -1 В, импульс прямого смещения $+1$ В; временные окна $500/5000$ мс. $G(\omega)$ — высокочастотная проводимость.

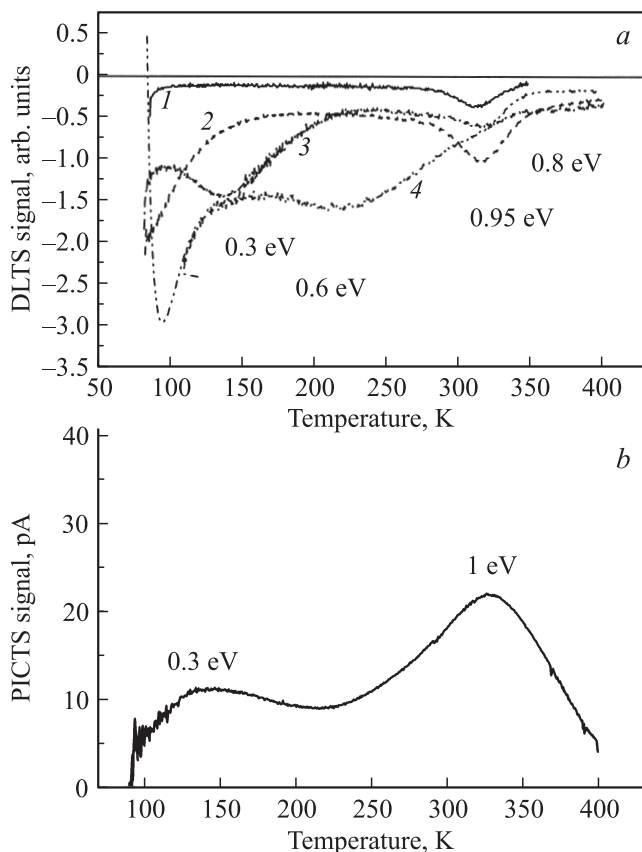


Рис. 8. *a* — спектры PCГУ (DLTS) промежуточно легированного образца *n*-GaN до облучения (1), после электронного облучения с $E = 10$ МэВ, дозами $D = 1 \cdot 10^{16}$ (2), $5 \cdot 10^{16}$ (3), $1 \cdot 10^{17}$ см^{-2} (4). *b* — спектры ФЭРС (PICTS) промежуточно легированного образца *n*-GaN после электронного облучения ($E = 10$ МэВ, $D = 1 \cdot 10^{18}$ см^{-2}); обратное смещение -5 В, возбуждение излучением светодиода с длиной волны 365 нм; временные окна 500/5000 мс.

гией ионизации 0.06 эВ — предположительно доноров, связанных с вакансиями азота [11], в дополнение к ловушкам с энергией 0.15 эВ, которые наблюдались в сильно облученном нелегированном образце (рис. 7, *a*). Дальнейшее облучение электронами привело к полной компенсации ловушек с энергией 0.06 эВ, так что в адмиттанс-спектрах исследуемых образцов преобладали центры с энергией активации 0.15 эВ. При этом в спектрах PCГУ (DLTS) наблюдалось образование электронных ловушек с энергиями активации 0.45, 0.8 и 1 эВ (рис. 7, *b*). Два последних типа ловушек связывают соответственно с межузельным атомом галлия, являющимся донором, и межузельным азотом, являющимся акцептором [9,12,13]. При этом центры с энергией 0.45 эВ рассматриваются как комплексы „мелких“ доноров с радиационными дефектами [14]. В спектрах дырочных ловушек при низких дозах облучения происходит некоторое возрастание концентрации центров с энергией 0.95 эВ, которое с дальнейшим ростом дозы облучения сменяется спадом и одновременным образованием новых дыроч-

ных ловушек с энергиями 0.3 эВ ($D = 5 \cdot 10^{16}$ см^{-2}), 0.6 и 0.8 эВ ($D = 1 \cdot 10^{17}$ см^{-2}) (рис. 8, *a*). Дальнейшее облучение этого образца электронами ($D = 1 \cdot 10^{18}$ см^{-2}) привело к сильной компенсации исходной проводимости и смещению уровня Ферми в положение вблизи $E_c - 0.91$ эВ (рис. 2), т.е. между уровнями доноров с энергией 0.8 эВ и акцепторов с энергией 1 эВ. В спектрах ФЭРС (PICTS) такого образца преобладали ловушки с энергией ионизации 0.3 и 1.0 эВ (рис. 8, *b*). По-видимому, концентрация электронов в интерфейсном слое в этом образце была ниже по сравнению с нелегированным образцом, чем и объясняется полная компенсация проводимости во всем объеме такого материала.

В сильно легированном образце с $n = 3.5 \cdot 10^{18}$ см^{-3} электронное облучение привело только к некоторому снижению концентрации свободных электронов со скоростью удаления электронов ~ 4.5 см^{-1} , однако существенная компенсация материала не была достигнута. После облучения потоком электронов $D = 1 \cdot 10^{18}$ см^{-2} электрические характеристики такого образца определялись центрами с энергией 0.15 эВ, как и в других исследованных образцах *n*-GaN на начальных стадиях облучения.

4. Обсуждение результатов

Результаты настоящей работы и данные нейтронного облучения *n*-GaN [6] показывают, что оба вида радиации приводят к формированию высокоомного нитрида галлия слабо выраженного *n*-типа проводимости за счет смещения уровня Ферми в предельное энергетическое положение F_{lim} вблизи $E_c - (0.8-0.9)$ эВ. Известно, что величина F_{lim} в облученном полупроводнике тождественна энергетическому положению уровня локального электрохимического потенциала материала или, по-другому, точке ветвления комплексной зонной структуры полупроводника [15]. Для GaN его расчетное значение соответствует величине $\sim E_c - 0.9$ эВ [16,17], что близко к экспериментальным оценкам величины $F_{\text{lim}} \approx E_c - (0.8-0.9)$ эВ в облученных нейтронами [6] и электронами (настоящая работа) образцах нитрида галлия. Принимая это во внимание, можно оценить предельное значение удельного сопротивления в облученном *n*-GaN: оно находится на уровне $\sim 10^{12}$ Ом · см вблизи комнатных температур. Соответственно при жестком электронном облучении исходных образцов *p*-GaN следует ожидать конверсии типа проводимости исходного материала $p \rightarrow n$ с последующим закреплением уровня Ферми вблизи $E_c - (0.8-0.9)$ эВ, как это ранее наблюдалось в облученном нейтронами *p*-GaN [18].

Изменения электронных свойств *n*-GaN при электронном облучении связано с захватом свободных электронов глубокими радиационными ловушками. Результаты настоящих исследований выявляют широкий набор глубоких ловушек в запрещенной зоне облученного электронами *n*-GaN. Среди них можно отметить „мелкие“

электронные ловушки: с энергией 0.06 эВ — предположительно доноры, связанные с V_N [11], известный дефект с энергией 0.15 эВ в GaN [9,10], ловушки с энергиями 0.25 и 0.45 эВ — комплекс на основе мелких доноров и радиационных дефектов [14], ловушки энергиями 0.6 и 0.8 эВ — донор, связанный с Ga_i [9], ловушка вблизи 1.0 эВ — акцептор, предположительно связанный с межузельным атомом азота [9,12,14], а также дырочные ловушки с энергиями активации 0.3, 0.6, 0.8 и 0.95 эВ в объеме эпитаксиальной пленки *n*-GaN. В интерфейсном n^+ -слое вблизи подложки сапфира выявлены дырочные ловушки с энергиями активации 0.9–1.0 эВ, параметры которых отличны от параметров соответствующих ловушек пленочного *n*-GaN. Большинство ловушек из этого спектра наблюдается и в образцах *n*-GaN, облученных нейтронами [4,5,9,11–14]. При этом спектр глубоких ловушек в *n*-GaN зависит от свойств исходного материала и дозы облучения. Интерпретация наблюдаемых ловушек в исходном и облученном *n*-GaN в большинстве случаев имеет предположительный характер вследствие неэффективности метода электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в GaN, как и в других соединениях группы III–V.

Облучение электронами приводит к заглоблению и последующему закреплению уровня Ферми в верхней половине запрещенной зоны нитрида галлия в энергетическом положении между электронными ловушками с энергиями 0.8 эВ (доноры) и 1.0 эВ (акцепторы), как это имеет место и для нейтронного облучения. Это совсем не означает, что данные ловушки доминируют по концентрации среди других, поскольку закрепление уровня Ферми определяется всем спектром радиационных дефектов облученного материала. Как показывают многочисленные экспериментальные данные для облученных полупроводников, кристалл всегда „выбирает“ такой набор радиационных дефектов, который обеспечивает ему сдвиг уровня Ферми в предельное положение F_{lim} , тождественное положению локального электронного химического материала [15].

Результаты настоящих исследований изохронного отжига также указывают на присутствие в запрещенной зоне облученных электронами *n*-GaN радиационных дефектов донорного и акцепторного типов, отжигающихся в интервале температур 100–1000 °С, с основной стадией отжига вблизи 400 °С, как и в *n*-GaN, облученном реакторными нейтронами. Поскольку сильно облученный полупроводник является материалом со степенью компенсации, близкой к единице [19], в процессе отжига возможна его частичная раскомпенсация за счет различной температурной стабильности радиационных дефектов. Так, появление стадии „обратного“ отжига на кривых $\rho(T_a)$ в области температур $T_a \approx 300$ –400 °С в сильно облученном электронами *n*-GaN (рис. 3) предположительно может быть связано с преимущественным отжигом радиационных дефектов донорного типа, в качестве которых могут выступать донорные ловушки с энергией E_c –0.06 эВ, связываемые с V_N [11], а также,

возможно, дефекты с энергией E_c –0.15 эВ. Не исключается при этом также образование глубоких вторичных дефектов за счет кластеризации точечных радиационных дефектов при отжиге сильно облученного образца.

Работа выполнена при поддержке проекта МНТЦ № 3870 „Детекторы нейтронов на основе полупроводниковых нитридов III группы“, Г/К № 13.G25.31.0042, постановление № 218 правительства РФ, Г/К № 02.740.11.0814 Министерства образования и науки РФ.

Список литературы

- [1] D.L. Losee. J. Appl. Phys., **46**, 2204 (1975).
- [2] G.M. Martin, A. Mitonneau, D. Pons, A. Mircea, D.W. Woodard. J. Phys. C, **13**, 3855 (1980).
- [3] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, J.M. Redwing. Solid-State Electron., **42**, 831 (1998).
- [4] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.S. Usikov, A.V. Govorkov, B.V. Pushnyi. Solid-State Electron., **42**, 1959 (1998).
- [5] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, Z.-Q. Fang, D.C. Look, R.J. Molnar, A.V. Osinsky. J. Appl. Phys., **91**, 6580 (2002).
- [6] В.М. Бойко, С.С. Веревкин, Н.Г. Колин, А.В. Корулин, Д.И. Меркурисов, А.Я. Поляков, В.А. Чевычелов. ФТП, **45** (1), 136 (2011).
- [7] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, A.V. Markov, S.J. Pearton, N.G. Kolin, D.I. Merkurisov, V.M. Boiko, Cheul-Ro Lee, In-Hwan Lee. J. Vac. Sci. Technol. B, **25**, 436 (2007).
- [8] M.A. Reschikov, H. Morkoc. J. Appl. Phys., **97**, 061 301 (2005).
- [9] L. Polenta, Z.-Q. Fang, D.C. Look. Appl. Phys. Lett., **76**, 2086 (2000).
- [10] S.A. Goodman, F.D. Auret, F.K. Koschnick, J.-M. Spaeth, B. Beaumont, P. Gibart. Mater. Sci. Engin. B, **71**, 100 (2000).
- [11] D.C. Look, D.C. Reynolds, J.W. Hemsky, J.R. Sizelove, R.L. Jones, R.J. Molnar. Phys. Rev. Lett., **79**, 2273 (1997).
- [12] J. Neugebauer, C.G. Van de Walle. Phys. Rev. B, **50**, 8067 (1994).
- [13] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, A.V. Markov, N.G. Kolin, D.I. Merkurisov, V.M. Boiko, K.D. Shcherbatchev, V.T. Bublik, M.I. Voronova, I.-H. Lee, C.R. Lee. J. Appl. Phys., **100**, 093 715 (2006).
- [14] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, N.G. Kolin, D.I. Merkurisov, V.M. Boiko, A.V. Korulin, S.J. Pearton. J. Vac. Sci. Technol. B, **28**, 608 (2010).
- [15] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, N.G. Kolin. Physica B, **348**, 213 (2004).
- [16] В.Н. Брудный, А.В. Кособуцкий, Н.Г. Колин. Изв. вузов. Физика, **51** (12), 25 (2008).
- [17] В.Н. Брудный, А.В. Кособуцкий, Н.Г. Колин. ФТП, **43** (10), 1312 (2009).
- [18] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, A.V. Markov, N.G. Kolin, D.I. Merkurisov, V.M. Boiko, K.D. Shcherbatchev, V.T. Bublik, M.I. Voronova, S.J. Pearton, A. Dabiran, A.V. Osinsky. J. Vac. Sci. Technol. B, **24** (5), 2256 (2006).
- [19] В.Н. Брудный, Н.Г. Колин, Л.С. Смирнов. ФТП, **41** (9), 1031 (2007).

Редактор Л.В. Шаронова

Electronic properties and deep traps of electron irradiated *n*-GaN

V.N. Brudnyi[†], S.S. Verevkin^{*}, A.V. Govorkov[≠],
V.S. Ermakov^{*}, G. Kolin^{*}, A.V. Korulin^{*},
A.Ya. Polyakov[≠], N.B. Smirnov[≠]

[†] Tomsk State University,
634050 Tomsk, Russia

^{*} Karpov Institute of Physical Chemistry,
249033 Obninsk, Russia

[≠] Giredmet,
119017 Moscow, Russia

Abstract The influence of electron bombardment (energies $E = 7$ and 10 MeV, doses $D = 10^{16} - 10^{18} \text{ cm}^{-2}$) and postirradiation annealing in the temperature range $100 - 1000^\circ\text{C}$ on the electrophysical properties and the deep traps spectra in undoped (electron concentration $n = 1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), intermediately doped ($n = (1.2 - 2) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) and heavy doped ($n = (2 - 3.5) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) with silicon impurity epitaxial films of *n*-GaN, grown on the Al_2O_3 substrate using MOCVD technology are investigated. The increase of specific resistance of *n*-GaN upon electron bombardment due to Fermi level moving into limit position near $E_c - 0.91 \text{ eV}$ is revealed. The deep traps spectra in the initial and electron-irradiated *n*-GaN samples are investigated. It is shown that restoring of the initial properties of irradiated material take place in the temperature range $100 - 1000^\circ\text{C}$ with the main annealing stage of the radiation-induced defects near 400°C .