

Терагерцовое излучение при межзонном фотовозбуждении слоев GaN

© А.О. Захарьин, А.В. Бобылев, А.В. Андрианов[¶]

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

(Получена 6 марта 2012 г. Принята к печати 11 марта 2012 г.)

Сообщается об экспериментальном обнаружении и исследовании терагерцовой фотолюминесценции при стационарном, межзонном фотовозбуждении эпитаксиальных слоев n -GaN(Si). Свойства спектра терагерцового излучения, его зависимость от температуры и интенсивности фотовозбуждения свидетельствуют о том, что излучение возникает в результате захвата неравновесных электронов на заряженные доноры. При низких температурах в материале n -типа заряженные доноры могут образовываться в результате рекомбинации неравновесных дырок с электронами, локализованными на донорных центрах. Основной вклад в терагерцовую фотолюминесценцию дают $2P \rightarrow 1S$ оптические переходы между первым возбужденным и основным состоянием доноров. Кроме того, в спектре терагерцового излучения проявляются оптические переходы электронов из состояний в зоне проводимости на основное состояние доноров, а также переходы на возбужденные состояния доноров.

1. Введение

В последние десять лет непрерывно возрастает интерес к источникам электромагнитного излучения терагерцового (ТГц) диапазона (с частотами 0.1–10 ТГц), что обусловлено перспективами применения такого излучения в системах безопасности и экологического контроля окружающей среды, для решения многочисленных диагностических задач аналитической химии, биологии и медицины [1,2]. Одна из возможных схем ТГц-эмиттера основана на оптических переходах между уровнями мелких примесей в полупроводниках, возникающих, например, при электрическом пробое примесей [3–7]. ТГц-излучение возникает в такой ситуации в процессе энергетической релаксации неравновесных носителей заряда, переведенных в зону сплошного спектра в результате пробоя примесей. При этом наряду с безызлучательными переходами с испусканием фононов, которые, безусловно, преобладают, имеют место и излучательные переходы между уровнями примеси, а также переходы из состояний континуума на примесные уровни. Такая схема допускает возможность достижения ТГц-лазерной генерации [8]. ТГц-лазерная генерация на переходах между уровнями мелких доноров в кремнии была продемонстрирована при фотоионизации примесей светом CO₂-лазера [9].

Недавно было показано, что при низких температурах ТГц-излучательные переходы могут быть вызваны также межзонным фотовозбуждением полупроводников, содержащих мелкие примесные центры, и интенсивная ТГц-фотолюминесценция (ФЛ) легированных полупроводников была экспериментально обнаружена [10,11]. Природа ТГц-ФЛ обусловлена особенностями процессов электронно-дырочной рекомбинации с участием примесных состояний. Один из возможных механизмов ТГц-ФЛ тесно связан с примесной оже-рекомбинацией [12] элект-

тронов и дырок или экситонов (свободных или связанных на нейтральных центрах). При этом электрон и дырка или экситон рекомбинируют безызлучательно с выбросом носителя с примесного центра в разрешенную зону, а последующий захват свободного носителя на образовавшийся ионизованный центр может сопровождаться испусканием ТГц-излучения. Другой механизм ТГц-ФЛ связан с рекомбинацией свободных дырок с электронами на нейтральных донорах, в результате которой образуется система заряженных примесных центров и свободных электронов в зоне проводимости. Захват свободных электронов на заряженные примеси должен приводить к ТГц-излучению аналогично ситуации, имеющей место при электрическом пробое примесных центров. Последний механизм обуславливает ТГц-ФЛ в области 1.3–2.3 ТГц в кристаллах n -GaAs при низких температурах [10,11], и при этом излучение довольно интенсивно (внешняя квантовая эффективность ТГц-ФЛ достигает $\sim 0.3\%$), что позволяет использовать данное явление в ТГц-технологиях.

Представляет интерес исследование возможности генерации ТГц-ФЛ в других материалах, и в частности в GaN, что важно для расширения спектра излучения и диапазона рабочих температур источников излучения, использующих явление стационарной ТГц-ФЛ в полупроводниках. GaN интенсивно изучается в последние годы вследствие сочетания в этом материале уникальных электрических и оптических свойств [13]. В работах [14,15] сообщалось о наблюдении суб-ТГц- и ТГц-излучения за счет неустойчивости плазменных волн в структурах полевых транзисторов на основе GaN. В недавней работе [16] было обнаружено ТГц-излучение, вызванное внутрицентровыми переходами при электрическом пробое донорных примесей в слоях n -GaN в довольно сильных полях (при напряженности поля выше 500 В/см). Необходимость сильных электрических полей несколько ограничивает возможность практиче-

[¶] E-mail: alex.andrianov@mail.ioffe.ru

ского применения примесной ТГц-электролюминесценции в GaN. Межзонное же фотовозбуждение позволяет обойти эту проблему и получить ТГц-излучение, связанное с мелкими примесями, значительно более простыми средствами. В настоящей работе мы сообщаем об обнаружении и исследовании ТГц-излучения, вызванного стационарным межзонным фотовозбуждением слоев *n*-GaN(Si).

2. Детали эксперимента

Были исследованы эпитаксиальные слои нитрида галлия толщиной 1.8–2 мкм, выращенные в Институте исследования и инженерии материалов Сингапура методом MOCVD на сапфировых подложках ориентации (0001) с 20 нм буферным слоем GaN. Толщина сапфировых подложек составляла 450 мкм. Слои GaN были легированы кремнием в процессе роста. Согласно данным рентгеновских и фотолюминесцентных исследований, выращенные слои имели гексагональную структуру и обладали высоким кристаллическим качеством. Концентрация электронов и подвижность при комнатной температуре составляли $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $190 \text{ см}^2/\text{Вс}$ соответственно. Для ТГц-экспериментов исследуемые образцы размещались в гелиевом оптическом криостате с регулируемой температурой, оптимизированном для ТГц-области спектра. В качестве источника межзонного фотовозбуждения нами использовался непрерывный He–Cd-лазер с длиной волны излучения 325 нм и максимальной мощностью порядка 8 мВт. Лазерное излучение, модулируемое механическим прерывателем на частоте 75 Гц, после прохождения серии малых диафрагм и фильтров, предотвращающих проникновение в измерительную часть установки теплового фона лазера, фокусировалось через сапфировую подложку на поверхность эпитаксиального слоя *n*-GaN. Интенсивность фотовозбуждения слоев нитрида галлия не превышала $0.7 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Измерения ТГц-излучения проводились в геометрии „на проход“ — через слой нитрида галлия. Оценки показывают, что влияние поглощения ТГц излучения на результаты измерений было незначительным вследствие малой толщины эпитаксиальных пленок. Спектральные измерения были выполнены с использованием фурье-спектрометра на область спектра $5\text{--}350 \text{ см}^{-1}$ с шаговым сканированием интерферограммы, описанным в деталях в [17]. Спектральное разрешение в большинстве случаев составляло 8 см^{-1} (0.96 мэВ). Для уменьшения влияния на результаты спектральных измерений поглощения на парах воды внутренний объем спектрометра откачивался до уровня $\sim 6 \cdot 10^{-2} \text{ Торр}$. Сигнал ТГц-излучения измерялся с помощью охлаждаемого жидким гелием Si-болметра методом синхронного детектирования на частоте 75 Гц.

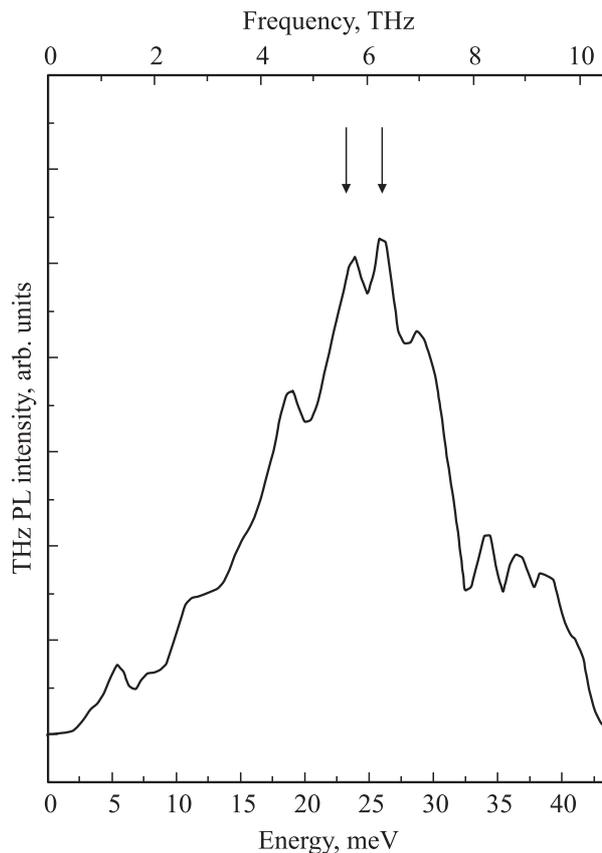


Рис. 1. Спектр ТГц-фотолюминесценции слоев *n*-GaN(Si), наблюдаемой при $T = 5 \text{ К}$ и интенсивности межзонного фотовозбуждения $\sim 0.7 \text{ Вт}/\text{см}^2$ (линия 325 нм He–Cd-лазера). Спектр излучения нормирован на спектральную чувствительность измерительной системы. Стрелками указаны энергии 23 и 26 мэВ, относящиеся к внутризонным $2P \rightarrow 1S$ оптическим переходам в донорах, обусловленных Si и O соответственно, наблюдавшиеся в спектрах примесной ТГц-электролюминесценции [16], а также в спектрах поглощения [20] *n*-GaN.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Наиболее интенсивная ТГц-фотолюминесценция *n*-GaN наблюдалась при гелиевых температурах. Характерный спектр ТГц-ФЛ слоя *n*-GaN при $T = 5 \text{ К}$ показан на рис. 1. Было установлено, что при $T = 5 \text{ К}$ интегральная мощность ТГц-излучения в полосе частот системы регистрации составляет величину порядка $\sim 19 \text{ нВт}$ при мощности фотовозбуждения на образце $\sim 7 \text{ мВт}$, что соответствует эффективности преобразования по мощности $\sim 2.7 \cdot 10^{-6}$. Соответствующий внешний квантовый выход ТГц-ФЛ с учетом энергий квантов ТГц-излучения (см. рис. 1) и накачки составляет величину порядка $4 \cdot 10^{-4}$, что сопоставимо с квантовым выходом ТГц-ФЛ, наблюдавшейся в GaAs [10,11].

Как видно из рис. 1, максимум спектра излучения приходится на энергию кванта порядка 25 мэВ (6.05 ТГц).

Данная энергия соответствует ожидаемой для переходов $2P \rightarrow 1S$ между первым возбужденным и основным уровнем водородоподобного донора в GaN, если учесть, что энергия связи мелкого донора в гексагональном нитриде галлия может лежать в интервале от 29.5 до 34 мэВ (см., например, [18,19]). Важно добавить, что наблюдаемый спектр ТГц-ФЛ в n -GaN напоминает спектр ТГц-электролюминесценции, обусловленной пробоем мелких доноров в n -GaN в сильных электрических полях и формирующейся главным образом за счет оптических переходов электронов между первым возбужденным и основным состоянием донорных центров [16]. Особенности в спектре ТГц-ФЛ при энергиях 23 и 26 мэВ (рис. 1) наблюдались и в спектре примесной ТГц-электролюминесценции n -GaN [16] и были отнесены к $2P \rightarrow 1S$ переходам в донорных центрах, обусловленных кремнием и кислородом соответственно. Близкие по энергии линии наблюдались также в спектрах примесного поглощения в n -GaN [20]. Поэтому мы связываем основную ТГц-ФЛ, обнаруженную в слоях n -GaN, с оптическими переходами между $2P$ и $1S$ состояниями мелких доноров, которые обусловлены кремнием и кислородом. Более слабые особенности в спектре ТГц-ФЛ при энергиях ~ 18.8 и 28.7 мэВ (рис. 1), возможно, обусловлены вкладом внутрицентровых переходов в менее распространенных донорах с другими энергиями связи (порядка 25 и 38 мэВ соответственно). Плечо, примыкающее со стороны высоких энергий к основной полосе ТГц-ФЛ, соответствующее энергиям кванта излучения ~ 33.5 – 42 мэВ, можно отнести к оптическим переходам электронов из состояний в зоне проводимости на основное состояние доноров. Низкоэнергетические особенности с энергиями ~ 5.5 и 11.5 мэВ в спектре ТГц-ФЛ, скорее всего, обусловлены оптическими переходами электронов из зоны проводимости на возбужденные состояния доноров.

С ростом температуры интенсивность ТГц-ФЛ существенно падает (рис. 2) и при температуре выше 140 К сигнал излучения уверенно измерить не удалось. Необходимо отметить, что построение Аррениуса (см. вставку на рис. 2) дает энергию температурного тушения ТГц-ФЛ порядка 33.5 мэВ. Данная энергия хорошо согласуется с энергией связи мелких доноров в GaN. При этом спектр ТГц-ФЛ при изменении температуры практически не менялся и сохранял свои основные особенности.

На рис. 3 приведена зависимость интегральной интенсивности ТГц-ФЛ от интенсивности фотовозбуждения при $T = 5$ К. Видно, что зависимость эта сублинейна и может быть хорошо аппроксимирована корневым законом ($I_{PL} \propto \sqrt{I_{ex}}$). Данный факт представляется очень важным и в сочетании с закономерностями, наблюдаемыми в спектре излучения и температурной зависимости его интенсивности, свидетельствует в пользу того, что ТГц-ФЛ возникает в результате захвата свободных электронов из зоны проводимости на заряженные

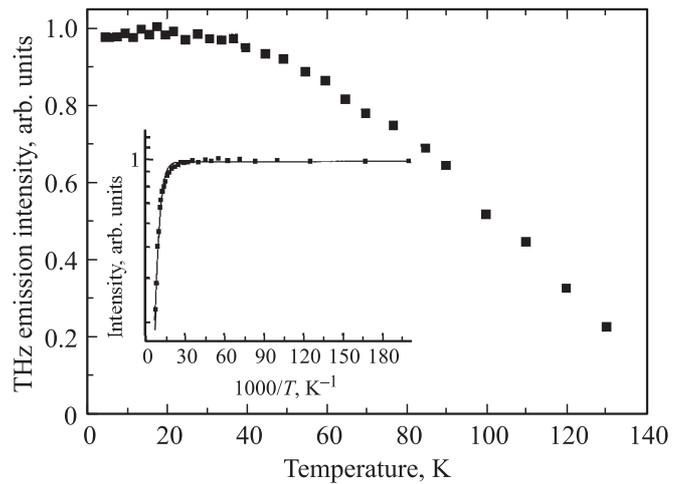


Рис. 2. Температурная зависимость интенсивности ТГц-ФЛ слоев n -GaN(Si). Интенсивность фотовозбуждения ~ 0.7 Вт/см². На вставке показано построение Аррениуса для температурной зависимости интенсивности ТГц-ФЛ. Точки — данные эксперимента, кривая — результат аппроксимации экспериментальных данных зависимостью вида $I_{PL}(T) = \frac{I_0}{1 + C \exp(-\frac{\Delta}{k_B T})}$ при $C = 50$ и $\Delta = 33.5$ мэВ.

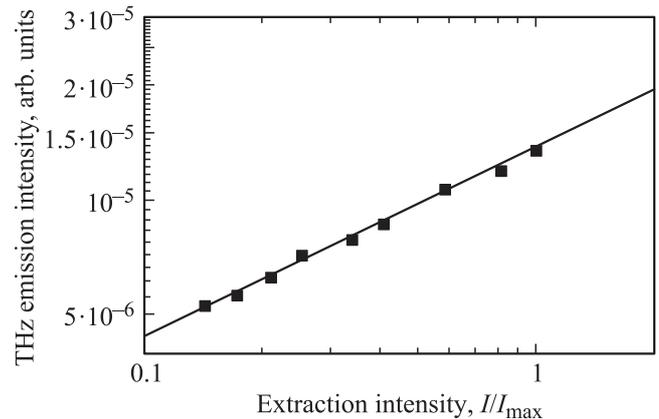


Рис. 3. Зависимость интенсивности ТГц-ФЛ слоев n -GaN(Si) от интенсивности фотовозбуждения. $T = 5$ К, максимальная интенсивность фотовозбуждения ~ 0.7 Вт/см². Точки — данные эксперимента, кривая — результат аппроксимации экспериментальных данных зависимостью вида $I_{PL} \propto \sqrt{I_{ex}}$.

донорные центры, которые в свою очередь образуются в результате рекомбинации свободных дырок с электронами на нейтральных донорах. Рекомбинация свободных дырок с электронами на нейтральных донорах ($h-D^0$ -рекомбинация) хорошо известна, например, для кристаллов n -GaAs в условиях низких температур (см., например, [21] и другие ссылки там), и она имеет место также в n -GaN [22].

Рассмотрим зависимость интенсивности ТГц-ФЛ от интенсивности накачки, которую следует ожидать в случае вышеупомянутого механизма излучения. Для

полупроводника n -типа с малым уровнем компенсации уравнения баланса для числа электронов (n) и дырок (p) в разрешенных зонах имеют следующий вид:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha I_{\text{ex}} - \beta np - nN_+\gamma_e - \frac{n}{\tau_e}, \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dt} = \alpha I_{\text{ex}} - \beta np - nN_0\gamma_p - \frac{p}{\tau_p}, \quad (2)$$

где α — коэффициент поглощения излучения накачки, β — сечение связывания в экситоны или коэффициент непосредственной рекомбинации электронов с дырками, N_+ — концентрация заряженных доноров, N_0 — концентрация нейтральных доноров, γ_e — коэффициент захвата электронов на заряженные доноры, γ_p — коэффициент захвата дырок на нейтральные доноры, τ_e — время жизни электронов, τ_p — время жизни дырок. Первый член в уравнениях (1) и (2) соответствует генерации носителей заряда межзонной накачкой. Вторые члены в этих уравнениях описывают связывание в экситоны или межзонную рекомбинацию электронов и дырок. Третий член в уравнении (1) описывает процесс захвата свободных электронов на заряженные донорные центры. Такой процесс, как обсуждалось выше, наряду с безызлучательными переходами сопровождается и излучательными переходами, т.е. ТГц-излучением. Третий член в уравнении (2) соответствует рекомбинации свободных дырок с электронами, локализованными на донорной примеси ($h-D^0$ -рекомбинация). Четвертые члены в уравнениях (1) и (2) описывают безызлучательную рекомбинацию электронов и дырок соответственно. Мы рассматриваем случай низких температур и поэтому пренебрегаем тепловым выбросом электронов с донорных центров. Уравнения (1) и (2) можно дополнить уравнением баланса для донорных центров:

$$N = N_+ + N_0, \quad (3)$$

где N — полная концентрация доноров. Кроме того, можно записать уравнение для скорости изменения концентрации нейтральных доноров, учитывая только два процесса — рекомбинацию $h-D^0$ и захват электронов на заряженные доноры:

$$\frac{dN_0}{dt} = -pN_0\gamma_p + nN_+\gamma_e. \quad (4)$$

Приравняв к нулю уравнение (4), получаем, что в стационарных условиях

$$N_0 = N_+ \frac{n\gamma_e}{p\gamma_p}$$

или с учетом (3)

$$N = N_+ \frac{p\gamma_p + n\gamma_e}{p\gamma_p}. \quad (5)$$

Коэффициент захвата электрона на заряженный донор значительно выше, чем коэффициент захвата дырки на

нейтральный центр, т.е. $\gamma_e \gg \gamma_p$. Кроме того, при низких температурах, в условиях достаточно сильного фотовозбуждения можно считать примерно равными концентрации свободных электронов и дырок в разрешенных зонах, т.е. $n \approx p$. С учетом этого из (5) получаем

$$N_+ \approx N \frac{\gamma_p P}{\gamma_e n} \quad \text{и} \quad N_0 \approx N. \quad (6)$$

Далее, рассматривая уравнение (2) в стационарных условиях и принимая во внимание (6), получаем

$$\beta np + Np\gamma_p + \frac{p}{\tau_p} - \alpha I_{\text{ex}} = 0$$

или

$$\beta p^2 + Np\gamma_p + \frac{p}{\tau_p} - \alpha I_{\text{ex}} = 0. \quad (7)$$

Решение уравнения (7) относительно концентрации свободных носителей имеет вид

$$p = -\frac{1}{2} \left(N\gamma_p + \frac{1}{\tau_p} \right) \frac{1}{\beta} + \sqrt{\frac{1}{4} \left(N\gamma_p + \frac{1}{\tau_p} \right)^2 \frac{1}{\beta^2} + \frac{\alpha I_{\text{ex}}}{\beta}}. \quad (8)$$

Интенсивность ТГц-излучения пропорциональна третьему члену в правой части уравнения (1), т.е.

$$I_{\text{THz}} \propto n\gamma_e N_+. \quad (9)$$

С учетом (6) выражение (9) можно записать в следующем виде:

$$I_{\text{THz}} \propto p\gamma_p N. \quad (10)$$

Анализируя (8) и (10), можно прийти к заключению, что данный механизм ТГц-люминесценции будет приводить к линейной зависимости интенсивности ТГц-излучения от интенсивности накачки при слабом уровне фотовозбуждения ($I_{\text{ex}} \ll (N\gamma_p + \frac{1}{\tau_p})^2 \frac{1}{\alpha\beta}$) и к корневой зависимости, $I_{\text{THz}} \propto \sqrt{I_{\text{ex}}}$, при высоких уровнях накачки. Именно корневой закон наблюдается в эксперименте (рис. 3).

Аналогичный анализ уравнений баланса, который можно провести для упомянутого выше механизма ТГц-ФЛ, вызванного процессами примесной оже-рекомбинации экситонов или электронов и дырок, показывает, что в этом случае следует ожидать либо квадратичной зависимости ТГц-ФЛ от интенсивности накачки, либо линейной в ситуации слабого или сильного уровня возбуждения соответственно.

Таким образом, в работе обнаружена ТГц-фотолюминесценция при стационарном, межзонном фотовозбуждении эпитаксиальных слоев n -GaN(Si). Свойства ТГц-ФЛ свидетельствуют о том, что ТГц-излучение возникает в результате захвата неравновесных электронов на ионизированные донорные центры. При низких температурах такие фотоактивные донорные центры образуются в результате рекомбинации неравновесных дырок с электронами, локализованными на нейтральных донорах. Основной вклад в спектр ТГц-излучения дают переходы типа $2P \rightarrow 1S$ между первым возбужденным и

основным состоянием доноров. Скорее всего, основные внутрицентровые оптические переходы имеют место в донорах, обусловленных кремнием и кислородом, но существует также вклад переходов, связанных с менее распространенными донорами, природа которых требует дополнительного изучения. В спектре ТГц-излучения проявляются также оптические переходы электронов из состояний в зоне проводимости на основное состояние доноров, а также переходы на возбужденные состояния доноров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 11-02-00230-а), а также ряда специальных программ РАН.

Авторы выражают благодарность проф. Z.C. Feng за предоставление эпитаксиальных слоев *n*-GaN(Si) на сапфире, а также М.М. Мездрогоиной и Н.К. Полетаеву за содействие в проведении данной работы.

Список литературы

- [1] B. Ferguson, X.-C. Zhang. *Nature Mater.*, **1**, 26 (2002).
- [2] P.H. Siegel. *IEEE Trans. Microwave Theory and Technigues*, **50**, 910 (2002).
- [3] S.H. Koenig, R.D. Brown. *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 170 (1960).
- [4] I. Melngailis, G.E. Stillman, J.O. Dimmock, C.M. Wolfe. *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 1111 (1969).
- [5] T.N. Adam, R.T. Troeger, S.K. Ray, P.-C. Lv, J. Kolodzey. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 713 (2003).
- [6] А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, И.Н. Ясиевич, Н.Н. Зиновьев. *Письма ЖЭТФ*, **79**, 448 (2004).
- [7] P.-C. Lv, X. Zhang, J. Kolodzey, A. Powell. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 241 114 (2005).
- [8] M.A. Odnobludov, I.N. Yassievich, M.S. Kagan, Yu.M. Galperin, K.A. Chao. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 644 (1999).
- [9] S.G. Pavlov, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin, A.V. Kirsanov, V.-W. Hubers, K. Auen, H. Riemann. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5220 (2000).
- [10] А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, Ю.Л. Иванов, М.С. Кипа. *Письма ЖЭТФ*, **91**, 102 (2010).
- [11] А.О. Zakhar'in, A.V. Andrianov, A.Yu. Egorov, N.N. Zinov'ev. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 211 118 (2010).
- [12] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., Изд-во ПИЯФ РАН, 1997).
- [13] J.H. Edgar, S.T. Strite, A. Akasaki, H. Amano, C. Wetzel. *Properties, Processing and Applications of Gallium Nitride and Related Semiconductors* (London, IN-CPEC, 1999).
- [14] Y. Deng, R. Kersting, J. Wu, R. Ascazubi, X.C. Zhang, M.S. Shur, M.S. Shur, R. Gaska, G.S. Simin, M. Asif Khan, V. Ryzhii. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 70 (2004).
- [15] N. Dyakonova, A.E. Fatimy, J. Łusakowski, W. Knap, M.I. Dyakonov, M.-A. Poisson, E. Morvan, S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Roelens. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 141 906 (2006).
- [16] V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, A.V. Antonov, V.I. Gavrilenko, A.V. Andrianov, A.O. Zakharin, S. Suihkonen, P.T. Törmä, M. Ali, H. Lipsanen. *J. Appl. Phys.*, **106**, 123 523 (2009).
- [17] Н.Н. Зиновьев, А.В. Андрианов, В.Ю. Некрасов, Л.В. Беляков, О.М. Сресели, Г. Хилл, Дж.М. Чемберлен. *ФТП*, **36**, 234 (2002).
- [18] F. Mireles, S.E. Ulloa. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 248 (1999).
- [19] H. Wang, A.-B. Chen. *J. Appl. Phys.*, **87**, 7859 (2000).
- [20] W.J. Moore, J.A. Fretas, Jr., G.C.B. Braga, R.J. Molnar, S.K. Lee, K.Y. Lee, I.J. Song. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 2570 (2001).
- [21] А.В. Акимов, А.А. Каплянский, В.В. Криволапчук, Е.С. Москаленко. *Письма ЖЭТФ*, **46**, 35 (1987).
- [22] J.W. Orton, D.E. Lacklison, A.V. Andrianov, T.S. Cheng, D.J. Dewsnip, C.T. Foxon, L.C. Jenkins, S.E. Hopper. *Sol. St. Electron.*, **41**, 219 (1997).

Редактор Л.В. Беляков

Terahertz emission under interband photoexcitation of GaN layers

A.O. Zakhar'in, A.V. Bobylev, A.V. Andrianov

Ioffe Physicotechnical Institute
of Russian Academy of Science,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Terahertz photoluminescence under continuous-wave, interband photoexcitation of epitaxial layers of *n*-GaN(Si) has been experimentally found out and studied. The properties of the spectrum of the terahertz emission, its dependence on temperature and on excitation power density testify that the emission occur as a result of capture of nonequilibrium electrons to ionized donors. At low temperatures, in *n*-type materials the charged donors can be created due to recombination of nonequilibrium holes with electrons, localized on donor centers. The $2P \rightarrow 1S$ optical transitions between the first excited and ground states of donors give the main contribution to the observed terahertz photoluminescence. Besides that the optical transitions of electrons from the conduction band to the donor ground state and transitions to the excited states of donors contribute to the spectrum of the terahertz emission.