

позволяет судить о температурном режиме устройства и выявить его «горячие точки». Результаты работы расчётной программы представлены на рисунке 3.

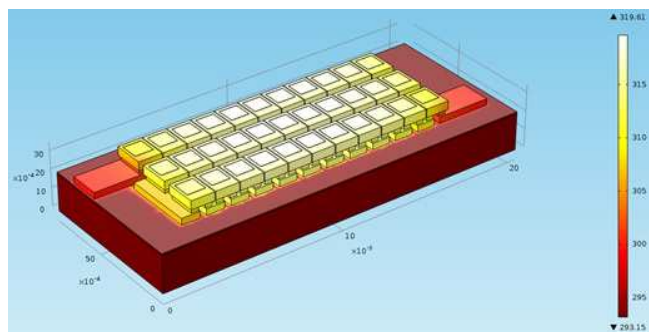


Рисунок 3 – Распределение температуры по светодиодной матрице

Моделирование теплового распределения проводилось при различных величинах тока инжекции светодиодов. На рисунке 4 представлены зависимости максимальной температуры T в активной области светодиодов от тепловой мощности q , идущей на нагревание светодиодного кристалла, полученные в результате расчетов и экспериментально. Экспериментальный график строился по результатам опытов при трёх токах инжекции.

Заключение. Осуществив подбор табличных параметров слоёв, получили расчетным методом результаты, достаточно близкие к экспериментальным. Из сравнения графиков, построенных по экспериментальным и расчетным данным, видно, что зависимости достаточно близки друг к другу, следовательно, использование данного программного обеспечения при оптимизации теплового режима является вполне оправданным. Некоторое несовпадение экспериментальных и расчетных данных предположительно может быть связано с нагревом светодиодов за счёт лучистого теплообмена между ними, что будет учтено при дальнейшей работе над проблемой оптимизации теплового режима светодиодов.

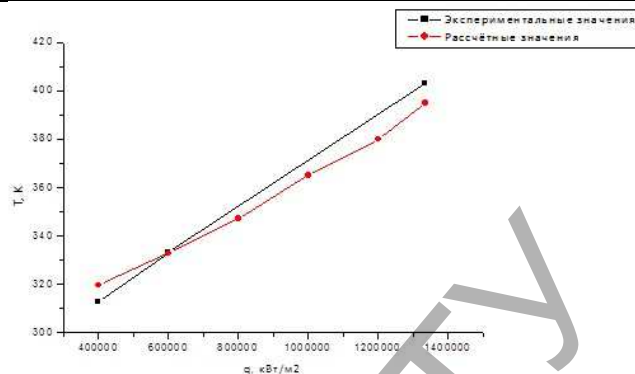


Рисунок 4 – Экспериментальные и расчётные зависимости температуры от тепловой мощности

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Козынок, П. А. Разработка подсистем электро-теплового моделирования БИС и печатных плат в среде промышленной САПР: автореф. дис. ... канд. техн. наук: 05.13.12 / П. А. Козынок. – Москва, 2010. – 109 с.
2. Philips Lumileds // Сайт компании [Электронный ресурс]. – 2013. – Режим доступа: <http://www.philipslumileds.com/uploads/375/DS105-pdf> – Дата доступа: 07.12.2018.
3. Данильчик, А. В. Матрица светодиодов с принудительным охлаждением / А. В. Данильчик, А. Г. Войнилович, Н. В. Ржеуцкий, М. С. Леоненя, В. Н. Павловский, Е. В. Луценко // Полупроводниковые лазеры и системы на их основе: 9-й Белорусско-Российский семинар: Сб. науч. ст. / НАН Беларуси, Институт физики им. Б. И. Степанова, РАН, Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе; науч. ред. Г. П. Яблонский. – Минск: Ковчег, 2013. – 258 с.
4. Дульнев, Г. Н. Применение ЭВМ для решения задач теплообмена / Г. Н. Дульнев, В. Г. Парфенов, А. В. Сигалов – М.: Высшая школа, 1990. – 208 с.

Материал поступил в редакцию 14.12.2018

HLADKOUSKI V. I., VOLCZEK A. A., BORUSHKO V. V. Heat mode optimization of a LED matrix

The paper presents the LED matrix thermal regime optimization results based on a three-dimensional heat equation numerical solution by the finite element method using the COMSOL Multiphysics software package with one of the boundary conditions written in the form of convective heat transfer. The statement of the problem is connected with the fact that the LEDs operating parameters are strongly dependent on temperature. This leads to severe restrictions on the operating temperature range of lighting elements, the creation of temperature protection circuits and the improvement of heat removal methods. Therefore, the LED matrix thermal regime optimization is becoming an important stage in the development and design of modern LED matrices.

УДК 517.9

Жук А. И., Каримова Т. И.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ С ОБОБЩЕННЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ В ПРЯМОМ ПРОИЗВЕДЕНИИ АЛГЕБР МНЕМОФУНКЦИЙ

В данной статье рассмотрим следующую систему нелинейных дифференциальных уравнений с обобщенными коэффициентами на отрезке $T = [0; a] \subset \mathbb{R}$:

$$\dot{x}^i(t) = \sum_{j=1}^q f^{ij}(x(t)) \dot{L}^j(t), \quad i = \overline{1, p}; \quad (1)$$

$$x(0) = x_0, \quad (2)$$

где $\dot{L}^j(t)$ – обобщенные производные, а функции $f^{ij}(t, x(t))$ не

являются гладкими. Таким образом, произведение $f^{ij}(t, x(t)) \dot{L}^j(t)$ является некорректным, и решение задачи (1)–(2) зависит от трактовки рассматриваемого произведения.

В данной работе задача (1)–(2) рассматривается в алгебре новых обобщенных функций. Впервые алгебра новых обобщенных функций была построена в [1], а общий метод построения подобных алгебр описан в [3]. В данной работе используется алгебра, определенная в [4] (см., также [5]).

Приведем построение алгебры новых обобщенных функций из [5].

Жук Анастасия Игоревна, к. физ.-мат. н., доцент, доцент кафедры высшей математики Брестского государственного технического университета.

Каримова Татьяна Ивановна, к. физ.-мат. н., доцент, доцент кафедры высшей математики Брестского государственного технического университета.

Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Физика, математика, информатика

Для начала определим расширенную вещественную прямую \tilde{R} . Пусть $\tilde{R} = \{(x_n)_{n=1}^\infty : x_n \in R, n \in N\}$ – множество всех вещественных последовательностей. Будем называть две последовательности $\{x_n\} \in \tilde{R}$ и $\{y_n\} \in \tilde{R}$ эквивалентными, если существует натуральное число N , такое что $x_n = y_n$ для всех $n > N$. Множество \tilde{R} всех классов эквивалентности назовем расширенной вещественной прямой, а любой из классов эквивалентности – обобщенным числом.

Можно считать, что $R \subset \tilde{R}$, так как для каждого $x \in R$ существует класс эквивалентности, содержащий стационарную последовательность $x_n = x$. Произведение $\tilde{x}\tilde{y}$ двух обобщенных чисел определяется как класс последовательностей эквивалентных последовательности $\{x_n y_n\}$, где $\{x_n\}$ и $\{y_n\}$ некоторые представители классов \tilde{x} и \tilde{y} соответственно. Очевидно, что \tilde{R} является алгеброй. Для любого отрезка $T = [a; b] \subset R$ аналогичным образом можно построить расширенный отрезок $\tilde{T} \subset \tilde{R}$.

Рассмотрим множество последовательностей бесконечно дифференцируемых функций $\{f_n(x)\}$ на R . Будем называть две последовательности $\{f_n(x)\}$ и $\{g_n(x)\}$ эквивалентными, если существует натуральное число N , такое, что $f_n(x) = g_n(x)$ для всех $n > N$ и $x \in R$.

Множество классов эквивалентности функций обозначим через $\zeta(R)$ и будем называть алгеброй новых обобщенных функций. Аналогично можно определить пространство $\zeta(T)$ для любого отрезка $T = [a; b] \subset R$.

Пусть $\tilde{f} = \{f_n(x)\}$ и $\tilde{g} = \{g_n(x)\}$ обобщенные функции. Тогда существует композиция $\tilde{f} \circ \tilde{g} = \{f_n(g_n(x))\} \in \zeta(R)$. Аналогичным образом можно определить значение новой обобщенной функции \tilde{f} в обобщенной вещественной точке $\tilde{x} = \{x_n\} \in \tilde{R}$, как $\tilde{f}(\tilde{x}) = \{f_n(x_n)\}$.

Для каждого распределения (обобщенной функции) или обычной функции f можно построить последовательность f_n гладких функций, таких, что f_n сходится к f в соответствующем пространстве. Например, можно рассмотреть свертку f с какой-либо δ -последовательностью. Такая последовательность определяет новую обобщенную функцию, которая соответствует распределению f . Следовательно, пространства распределений, непрерывных, интегрируемых и т. п. функций можно считать подмножествами алгебры новых обобщенных функций. При таком подходе одному распределению соответствует бесконечно много новых обобщенных функций (например, при свертке f с различными δ -последовательностями).

Выделим во множестве \tilde{R} подмножества:

$$H = \{\tilde{h} \in \tilde{R} : \tilde{h} = \{h_n\}, h_n > 0, \forall n \in N, \lim_{n \rightarrow \infty} h_n = 0\},$$

Для каждого $\tilde{h} = \{h_n\} \in H$ и $\tilde{f} = \{f_n(x)\} \in \zeta(R)$ мы определим обобщенный дифференциал $d_{\tilde{h}} \tilde{f} \in \zeta(R)$ как $d_{\tilde{h}} \tilde{f}(\tilde{x}) = \tilde{f}(\tilde{x} + \tilde{h}) - \tilde{f}(\tilde{x})$. Конструкция дифференциала была предложена Н. В. Лазакевичем для алгебры новых обобщенных стохастических процессов (см., напр., [4]).

Введенные понятия позволяют исследовать дифференциальные уравнения, в том числе и некорректные, с помощью соответствующих уравнений в дифференциалах в алгебре обобщенных функций.

Заменяя обычные функции, присутствующие в (1), на соответствующие им новые обобщенные функции, получим запись уравнения в дифференциалах в алгебре мнемодифференциалов (см., [4, 5]).

$$d_{\tilde{h}} \tilde{x}^i(\tilde{t}) = \sum_{j=1}^q \tilde{f}^{ij}(\tilde{x}(\tilde{t})) d_{\tilde{h}} \tilde{L}^j(\tilde{t}), \quad i = \overline{1, p} \quad (3)$$

с начальным условием $\tilde{x}|_{\tilde{t}=\tilde{0}, \tilde{h}} = \tilde{x}^0$, где $\tilde{h} = \{h_n\} \in H$, $\tilde{a} = \{a\} \in T$ и $\tilde{t} = \{t_n\} \in \tilde{T}$, $\tilde{x} = \{x_n(t)\}$, $\tilde{f} = \{f_n(x)\}$, $\tilde{x}^0 = \{x_n^0(t)\}$, $\tilde{L} = \{L_n(t)\}$ и $x_{n0} \rightarrow x(0)$.

Если заменить в (3) каждую новую обобщенную функцию представителем класса, ее определяющего, получим запись задачи (3) на уровне представителей:

$$x_n^i(t+h_n) - x_n^i(t) = \sum_{j=1}^q f_n^{ij}(x_n(t)) [L_n^j(t+h_n) - L_n^j(t)], \quad i = \overline{1, p}, \quad (4)$$

$$x_n(t)|_{t=0, h_n} = x_{n0}(t). \quad (5)$$

В качестве представителей для уравнения (4) рассмотрим следующие функции

$$L_n^j(t) = (L^j * \rho_n)(t) = \int_0^{\frac{1}{n}} L^j(t+s) \rho_n(s) ds, \quad (6)$$

где $j = \overline{1, q}$, $\rho_n(t) = n\rho(nt)$, $\rho \geq 0$, $\text{supp}(\rho) \subseteq [0, 1]$,

$$\int_0^1 \rho(s) ds = 1, \text{ а } f_n^{ij} = f^{ij} * \bar{\rho}_n, \quad \bar{\rho}_n(x_1, \dots, x_p) = n^p \bar{\rho}(nx_1, \dots, nx_p),$$

$$\bar{\rho} \in C^\infty(R^p), \quad \bar{\rho} \geq 0, \quad \int_{[0,1]^p} \bar{\rho}(x_1, \dots, x_p) dx_1 \dots dx_p = 1.$$

Пусть t – произвольная фиксированная точка из отрезка T . Тогда t можно представить в виде $t = \tau_t + m_t h_n$, где $\tau_t \in [0, h_n]$, $m_t \in N$. Несложно видеть, что решение системы (4)–(5) можно записать в виде

$$x_n^i(t) = x_{n0}^i(\tau_t) + \sum_{j=1}^q \sum_{k=0}^{m_t-1} f_n^{ij}(x_n(\tau_t + kh_n)) [L_n^j(\tau_t + (k+1)h_n) - L_n^j(\tau_t + kh_n)], \quad (7)$$

где $i = \overline{1, p}$.

При некоторых дополнительных условиях функция x_n^i , поэтому при этих условиях решение задачи (4)–(5) определяет новую обобщенную функцию, которая является решением уравнения в дифференциалах (3). Эти условия описывает следующая теорема.

Теорема 1. [6]. Пусть для любых представителей $(f_n^{ij}) \in \tilde{f}^{ij}$,

$(L_n^j) \in \tilde{L}^j$, $(x_n^i) \in \tilde{x}^i$, $(x_{n0}^i) \in \tilde{x}_0^i$ выполняется условие:

$$\frac{d^l}{dt^l} [x_{n0}^i(h_n - t) - x_{n0}^i(t)] - \sum_{j=1}^q \frac{d^l}{dt^l} [f_n^{ij}(t, x_{n0}(t)) [L_n^j(h_n + t) - L_n^j(t)]] \rightarrow 0,$$

при $t \rightarrow +0$ для любых $l = 0, 1, 2, \dots$, тогда решение уравнения (3) в $\zeta(T)$ существует и единственно.

Определение 1. Будем говорить, что функция x является ассоциированным решением уравнения в дифференциалах (3), если

существуют представители новых обобщенных функций \tilde{f} , \tilde{L} и x_0 , для которых \tilde{x} ассоциирует x в $D'(T)$, т. е. решение задачи (4)–(5) $x_n(t)$ сходится в $D'(T)$ к x и $\tilde{x} = \{x_n(t)\} \in \zeta(\tilde{T})$.

Определение 2. Будем говорить, что функция x является I -ассоциированным решением уравнения (3), если она является ассоциированным решением задачи (3) при условии, что $nh_n \rightarrow \infty$ и представители функций \tilde{f} и \tilde{L} задаются формулой (6). В этом случае $d_n \tilde{L}^j$ будем называть I -ассоциированным коэффициентом.

Таким образом, под решением многомерного неавтономного дифференциального уравнения (1) с начальным условием (2) будем понимать ассоциированное решение системы уравнений в дифференциалах (3).

Для описания предельного поведения задачи (4)–(5) рассмотрим систему уравнений

$$x^i(t) = x_0^i + \sum_{j=1}^q \int_0^{t+} f^{ij}(x(s-0)) dL^j(s), \quad i = \overline{1, p}, \quad (8)$$

Здесь и далее в работе интеграл $\int_u^t f(x)dL(x)$ понимается в смысле Лебега-Стилтьеса на промежутке $(u, t]$, $x \in R^p$, $u \in R^q$. Существование и единственность решения системы (8) доказано в [2].

Теорема 2. Пусть функции f^{ij} , $i = \overline{1, p}$, $j = \overline{1, q}$ удовлетворяют условию Липшица и ограничены, $L^j(t)$, $j = \overline{1, q}$ – непрерывные справа функции ограниченной вариации. Тогда при $n \rightarrow \infty$, $h_n \rightarrow 0$ так, что $\frac{1}{n} = o(1/h_n)$, решение $x_n(t)$ задачи Коши (4)–(5) сходится к решению системы уравнений (7) в пространстве $L^p(T)$, если $\int_T |x_{n0}(\tau_t) - x_0|^p dt \rightarrow 0$.

Теорема 3. Пусть выполнены условия теоремы 1 и f^{ij} $i = \overline{1, p}$, $j = \overline{1, q}$ удовлетворяют условию Липшица и ограничены. $L^j(t)$, $j = \overline{1, q}$ – непрерывные справа функции ограниченной вариации. Тогда I -ассоциированное решение задачи Коши (3) в пространстве $L^p(T)$ является решением системы уравнений (8), если $\int_T |x_{n0}(\tau_t) - x_0|^p dt \rightarrow 0$.

Аналогичные результаты были получены в работе [7,8] в других пространствах.

Следующий пример иллюстрирует результаты теорем 2 и 3.

Рассмотрим следующую систему уравнений с обобщенными коэффициентами:

$$\begin{cases} \dot{x}^1(t) = a_{11}\delta(t)x^1(t) + a_{12}\delta(t)x^2(t), \\ \dot{x}^2(t) = a_{21}\delta(t)x^1(t) + a_{22}\delta(t)x^2(t), \end{cases}$$

где $a_{ij} \in R$, $\delta(t)$ – функция Дирака и $x(-1) = 1$. Так как $\delta(t) = \dot{H}(t)$, где

$$H(t) = \begin{cases} 1 & \text{если } t \geq 0, \\ 0 & \text{если } t < 0. \end{cases}$$

Заменим рассматриваемую систему дифференциальных уравнений системой уравнений в дифференциалах в алгебре обобщенных функций, где каждую новую обобщенную функцию заменим представителем класса, ее определяющего, с начальным условием $x_n^j(t)|_{[-1, -1+h_n]} = 1$, где $H_n(t) = (H * \rho_n)(t)$. Так как

$H(t) = 0$ при $t < 0$, то условия теоремы 1 выполняются тривиальным образом. Тогда из теоремы 2 следует, что последовательность решений x_n соответствующего уравнения (7) сходится при $n \rightarrow \infty$, $h_n \rightarrow 0$ так, что $nh_n \rightarrow \infty$ к решению системы уравнений (8), которая в этом случае имеет вид

$$\begin{cases} x^1(t) = 1 + \int_{-1}^t a_{11}x^1(s-0)dH(s) + \int_{-1}^t a_{12}x^2(s-0)dH(s), \\ x^2(t) = 1 + \int_{-1}^t a_{21}x^1(s-0)dH(s) + \int_{-1}^t a_{22}x^2(s-0)dH(s). \end{cases}$$

При $t < 0$ имеем

$$\begin{cases} x^1(t) = 1, \\ x^2(t) = 1, \end{cases}$$

а при $t \geq 0$ система примет следующий вид

$$\begin{cases} x^1(t) = 1 + a_{11}x^1(0-0) + a_{12}x^2(0-0), \\ x^2(t) = 1 + a_{21}x^1(0-0) + a_{22}x^2(0-0), \end{cases}$$

откуда получаем, что при $t \geq 0$ решение этой системы задается следующим образом

$$\begin{cases} x^1(t) = 1 + a_{11} + a_{12}, \\ x^2(t) = 1 + a_{21} + a_{22}. \end{cases}$$

Объединяя записанные выше формулы, получаем, что вектор

$$\begin{cases} x^1(t) = 1 + H(t)(a_{11} + a_{12}), \\ x^2(t) = 1 + H(t)(a_{21} + a_{22}). \end{cases}$$

является ассоциированным решением исходной системы уравнений.

Формально к данной системе нельзя применять теорему 2 в силу неограниченности входящих в нее функций $f^{ij}(x) = a_{ij}x^j$. Однако, можно заметить, что найдется константа $C > 0$ такая, что $|x_n(t)| \leq C$ и $|x(t)| \leq C$ для всех $n = 1, 2, \dots$ и $t \in T$. Поэтому, положив $f^{ij}(x) = a_{ij}(C+1)$ при $|x(t)| \geq C+1$ и доопределив ее до непрерывной липшицевой функции при $C \leq |x(t)| < C+1$, получим, что исходная система конечно-разностных уравнений имеет такое же решение, как и система с измененными функциями, для которой выполняются условия теоремы 2.

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Colombeau, J. Elementary introduction to new generalized functions. – Amsterdam, 1985.
2. Groh, J. A nonlinear Volterra-Stieltjes integral equation and a Gronwall inequality in one dimension / J. Groh // Illinois J. Math. – 1980. – V. 24 (2). – P. 244–263.
3. Антонец, А. Б. Докл. АН СССР / А. Б. Антонец, Я. В. Радыно. – 1991. – Т. 318. – № 2. – С. 267–270.
4. Лазакевич, Н. В. Докл. АН Беларуси. – 1994. – Т. 38. – № 5. – С. 23–27.
5. Yablonski, A. Nonlinear Analysis. – 2005. – V. 63. – P. 171–197.
6. Каримова, Т. И. // Вест. Белорус. гос. ун-та. – Сер. 1: Физика. Математика. Информатика. – 2009. – № 2. – С. 81–86.
7. Жук, А. И. Тр. ин-та математики / А. И. Жук, О. Л. Яблонский – 2011. – Т. 19, № 2. – С. 43–51.
8. Жук, А. И. Докл. Нац. акад. наук Беларуси / А. И. Жук, О. Л. Яблонский – 2015. – Т. 59. – № 2. – С. 17–22.

Материал поступил в редакцию 28.01.2019

Some systems of differential equations with generalized coefficients are investigated in the algebra of mnemofunctions. The associated solutions of such systems of differential equations are obtained.

УДК 535:621.373.8

Тарасюк Н. П., Ворсин Н. Н., Луценко Е. В., Гладыщук А. А.

ВЛИЯНИЕ КОНТАКТНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕМТ-ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ GaN

Введение. Создание металлических контактов для полевых AlGaN/GaN-транзисторов является одним из ключевых моментов в создании этих приборов. Для стока и истока требуются омические (невыпрямляющие) контакты, для затвора – выпрямляющий контакт – барьер Шоттки к *n*-GaN или *n*-AlGaN.

Как известно, для образования омического контакта необходимо либо отсутствие потенциального барьера на границе металл – полупроводник, либо наличие низкого барьера, легко преодолеваемого носителями тока за счет тепловой энергии, или же барьер должен быть прозрачен для туннелирования электронов [1]. Возможна также комбинация этих механизмов (термополевая эмиссия). Удовлетворение этим условиям достигается подбором материалов омического контакта, а также различными путями изменения химического состава приповерхностной области полупроводника.

Высота барьера Шоттки $\Phi_{бш}$ для идеального выхода металла Φ_M и электронным средством полупроводника χ_s : $\Phi_{бш} = \Phi_M - \chi_s$ для получения полупроводника *n*-типа. GaN при 300 К имеет $\chi_s = 4,2$ В.

Реальные значения высот барьеров Шоттки довольно сильно отличаются от их значений для идеальных контактов. Такое несоответствие, как известно, связано с влиянием поверхностных состояний на границе раздела. Тем не менее для нитридов III группы как для полупроводников с преимущественной ионной связью следует ожидать выполнения данного соотношения.

В таблице 1 приведены идеальные и экспериментальные значения барьеров Шоттки. Видна тенденция к выполнению подобного соотношения.

Таблица 1 – Высота барьеров Шоттки для GaN

Металл	Работа выхода из металла, эВ	Высота барьера Шоттки <i>n</i> -GaN, эВ	
		Расчет	Эксперимент
Al	4,08		
Ti	4,33	0,23	0,10 – 0,60
Au	5,10	1,00	0,84 – 1,15
Pd	5,12	1,02	0,91 – 1,24
Ni	5,15	1,05	0,66 – 0,99
Pt	5,65	1,55	1,03 – 1,27

Разброс в значениях $\Phi_{бш}$ может быть обусловлен разными причинами: присутствием окисла, локальными нарушениями стехиометрии поверхности, ее различной морфологией (шероховатостью) и т. п. Для GaN плотность поверхностных состояний составляет $1,77 \cdot 10^{13} \text{см}^{-2} \text{эВ}^{-1}$.

При создании омических контактов используют контакт Шоттки с низким барьером. Основным требованием к контактам полевого транзистора является минимальное сопротивление истока и стока, определяющее потери, саморазогрев и предельные частоты прибора.

Омический контакт к *n*-GaN (AlGaN) обычно состоит из многослойной металлической композиции. Тонкие слои металлов напыляются последовательно один на другой. Затем проводится кратковременный (30 сек) высокотемпературный отжиг в атмосфере азота.

Металл нижнего слоя образует основной контакт с полупроводником. Заметим, что GaN (AlGaN) включает в себя летучую компоненту – азот. Созданный поверх полупроводника слой служит диффузионным барьером, препятствующим выходу атомов из полупроводника. Верхний слой защищает контакт от воздействия среды и обеспечивает присоединение электродов.

Наиболее подходящей парой металлов для омических контактов являются Ti и Al. Для *n*-GaN используют Ti/Al с отжигом при 900°C в течение 30 с. При такой температуре происходит разложение GaN и образуется соединение TiN. У поверхности накапливаются вакансии азота, являющиеся донорами в GaN. Приповерхностный слой становится сильнолегированным и обеспечивает туннельное проникновение через контакт. Соединение TiN имеет относительно небольшую работу выхода 3,74 эВ и способствует образованию контакта к *n*-GaN. Титан (Ti) обладает низкими диффузионными качествами. Слой Al служит диффузионным барьером. На поверхности возникает фаза Al₃Ti, которая стабильна и устойчива к окислению.

Очевидно, что омические контакты стока и истока должны осуществляться не с барьерным слоем AlGaN, а с двумерным электронным газом, находящимся под барьерным слоем. Стандартная металлизация осуществляется электронно-лучевым напылением Ti (30 нм)/Al (70 нм) с последующим отжигом при 900°C в течение 30 с. В процессе отжига формируется металлический слой AlTi₂N с обедненной азотом областью в приповерхностной части AlGaN-слоя. В такой схеме все 70 нм Al реагирует с 25 нм Ti с образованием Al₃Ti. Остается 5 нм Ti для реакции с AlGaN. В этом случае значительная часть слоя AlGaN остается непрореагировавшей с Ti и доступ электронов к нижнему слою *n*-GaN оказывается затрудненным. Оставшийся слой AlGaN является препятствием для туннелирования носителей, поскольку в нем расположен широкий и высокий барьер.

Для уменьшения сопротивления ρ_s ОК следует уменьшать толщину непрореагировавшего с Ti слоя AlGaN. Это позволяет сделать так называемая «продвинутая схема» Ti-металлизации с иными толщинами Ti (150 нм)/Al (20 нм). В этом случае образуется фаза Ti₃Al, оставляя 85 нм Ti для реакции со слоем AlGaN, и формируется фаза AlTi₂N. Реакция происходит по всей толщине слоя AlGaN и собственно слоя AlGaN в области контакта не остается.

Воспроизводимости и уменьшению сопротивления омических контактов способствует имплантация Si перед металлизацией для повышения концентрации электронов в тонком приповерхностном слое, что облегчает туннелирование носителей сквозь барьер контакта. Имплантацию Si проводят в сочетании с последующим отжигом при 1150°C в течение 30 с для активации внедренного Si. Сочетание имплантации Si (40 кэВ) и продвинутой схемы Ti-металлизации для AlGaN/GaN-структур с толщиной верхнего слоя AlGaN 34 нм обеспечивает значительное снижение сопротивления контакта до значений контактного сопротивления $R_K = 0,25$ Ом и удельного контактного сопротивления на границе раздела металл – полупроводник $\rho_s = 5,6 \cdot 10^{-6} \text{Ом см}^2$. Ti-металлизация имеет свои преимущества и недостатки, в частности шероховатость поверхности готовых контактов.

Тарасюк Николай Петрович, старший преподаватель кафедры физики Брестского государственного технического университета.

Ворсин Николай Николаевич, к. физ.-мат. н., доцент кафедры физики Брестского государственного технического университета.

Гладыщук Анатолий Антонович, к. физ.-мат. н., профессор кафедры физики Брестского государственного технического университета.

Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Луценко Евгений Викторович, к. ф.-м.н., ст. научный сотрудник Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

Беларусь, 220072, г. Минск, пр. Независимости, 68.