

УДК 621.315.592

Температурная зависимость средней длины прыжка в структурах на основе InGaN/GaN

Н. С. Грушко, Л. Н. Потанахина

Ульяновский государственный университет, Россия

Исследованы зависимости среднего расстояния прыжка $R = f(U, T)$ носителей заряда от температуры и напряжения для гетероструктуры на основе InGaN/GaN. Предложено объяснение наблюдаемых особенностей. Установлено и объяснено наличие скачка в изменении зависимости $R = f(T)$.

Излучающие гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ), изготовленные на основе полупроводников типа $A^{III}B^V$, являются предметом интенсивного исследования. Они используются в светодиодах, экранах и табло. На основе структур AlGaIn/InGaIn/GaN с тонким активным слоем из InGaIn созданы светодиоды (СД) для коротковолновой (фиолетовой, голубой, зеленой) части видимого спектра с внешним квантовым выходом: 18 % — для синего и 20 % — для зеленого СД [1]. Светодиоды синего свечения на основе InGaIn используются как основа при создании СД белого свечения. Уже сейчас срок службы СД на основе GaN оценивается как $>10^5$ ч [2]. Внутренние поля в структурах на основе GaN приводят к высокой плотности двумерного электронного газа, что позволяет создать мощные полевые транзисторы с близкими к транзисторам на основе GaAs характеристиками. Благодаря однодолинной структуре нижней зоны проводимости нитридные структуры AlGaIn/InGaIn/GaN могут создать конкуренцию материалам GaAs/AlGaAs в приборах с поперечным транспортом.

Проведение исследований, направленных на изучение механизмов, ответственных за формирование электрических характеристик СД-структуры на основе InGaIn, является актуальным.

В данной работе изучалась СД-гетероструктура n -GaIn/InGaIn/ p -GaIn фиолетового свечения ($\hbar\omega_{\max} = 2,91$ эВ при комнатной температуре), которая состоит из трех пар слоев InGaIn/GaN. В указанных структурах основным механизмом токопереноса при прямом смещении является туннелирование с участием прыжковой проводимости. В работах [3, 4] исследовалась прыжковая проводимость в структурах на основе InGaIn/SiC, определены параметры прыжковой проводимости. Прыжки электронов происходят вблизи уровня Ферми. В теории прыжковой проводимости пренебрегают электрон-электронным взаимодействием и принято допущение независимости плотности состояний вблизи уровня Ферми $N(E_F)$ от

энергии, что для реальных материалов является вполне характерным. Несмотря на это, в эксперименте наблюдается зависимость проводимости от температуры, которая описывается законом Мотта: $\sigma = \sigma_0 \exp[-T_0/T]^{1/4}$, а для двумерной системы — $\sigma = \sigma_0 \exp[-T_0/T]^{1/3}$.

Прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка оказывается чрезвычайно чувствительной к ходу плотности состояний вблизи уровня Ферми, зависит от интервала энергий между занятым и свободным локализованным состояниями, от степени заполнения этих состояний, от температуры. В исследуемых структурах основную роль в создании потока носителей заряда, рекомбинирующих в КЯ, играет туннелирование с участием прыжков между глубокими состояниями. Уменьшение скорости переходов между локализованными состояниями снижает проводимость, что приводит к уменьшению скорости излучательной рекомбинации.

Цель работы — определение влияния внешних факторов (температуры и напряжения) на среднее расстояние прыжка исследуемой структуры на основе InGaIn/GaN.

Полевые и температурные зависимости средней длины прыжка структуры на основе InGaIn/GaN

Температурные зависимости прямых вольт-амперных характеристик (ВАХ) показали наличие прыжковой проводимости в структуре, так как выполняется закон Мотта. При этом установлено, что на зависимости $\ln I = f(T^{-1/4})$ можно выделить два наклона в диапазоне температур $T = 129$ — 213 К и $T = 213$ — 363 К, что свидетельствует о наличии двух групп состояний вблизи уровня Ферми с разной энергией активации прыжков ($E_a = 60$ — 124 мэВ при $T = 129$ — 213 К и $E_a = 106$ — 175 мэВ — при $T = 213$ — 363 К) и разной плотностью.

По формуле [5]

$$R T = \frac{3}{8} a \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4}, \quad (1)$$

где a — радиус близких к уровню Ферми локализованных состояний (для GaN $\sim 27,7 \text{ \AA}$), можно определить среднее расстояние прыжка R носителя заряда при различных температурах и напряжениях на образце. Значение T_0 определялось как $T_0 = \text{tg} \alpha^4$, где $\text{tg} \alpha$ — тангенс угла наклона зависимости $\ln I = f(T^{-1/4})$.

Результаты расчета приведены на рис. 1.

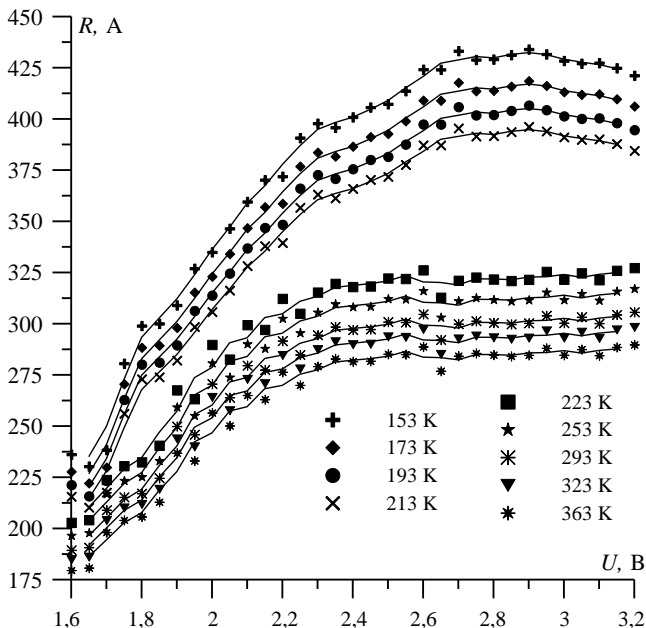


Рис. 1. Зависимость среднего расстояния прыжка R от напряжения при фиксированной температуре

Значение R уменьшается с ростом температуры при постоянном напряжении и растет с ростом напряжения при постоянной температуре, переходя при $U > 2,6 \text{ В}$ в участок слабого насыщения. При $T \leq 213 \text{ К}$ и $U \geq 2,8 \text{ В}$ наблюдается уменьшение среднего расстояния прыжка с ростом напряжения, при $T \geq 213 \text{ К}$ в данной области напряжений наблюдается участок насыщения. Такое поведение среднего расстояния прыжка связано с распределением плотности состояний, которая уменьшается с ростом напряжения при $U \leq 2,4 \text{ В}$, переходя затем в участок слабого изменения, и зависит от заселенности уровней, между которыми происходит перенос.

Среднее расстояние прыжка R превышает среднее расстояние между центрами локализации носителей заряда a в 8—17 раз (в зависимости от температуры). Исследуемая структура содержит последовательность из трех КЯ, разделенных барьерами. Причиной больших значений R могут быть флуктуации потенциала, обусловленные неоднородностями твердого раствора, флуктуациями ширины КЯ и кулоновскими полями примесей.

Внутреннее поле увеличивает энергию носителя заряда ("разогревает"), локализованного на центре. Это дает возможность совершать туннельные переходы на большие расстояния по сравнению со средним между центрами локализации носителей заряда.

В области напряжений 2,7—3,2 В R падает с ростом напряжения, так как плотность состояний растет с напряжением, что проявляется при температурах, больших 213 К (рис. 2).

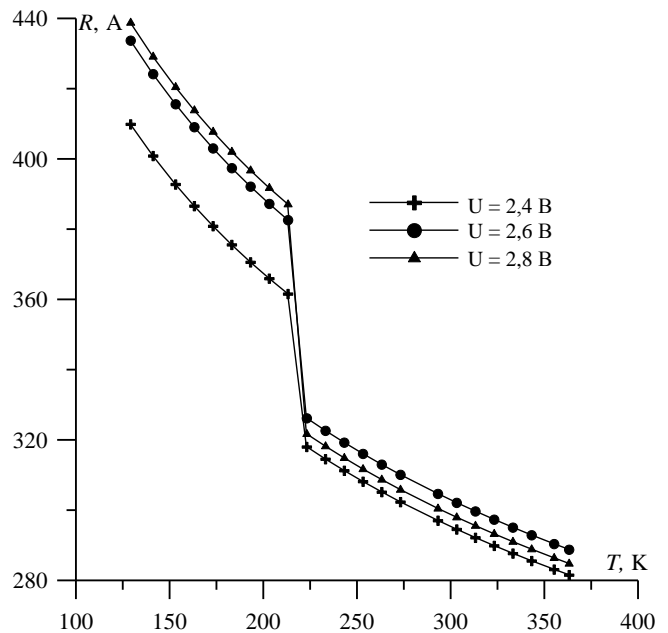


Рис. 2. Зависимость среднего расстояния прыжка R от температуры при фиксированном напряжении на образце

Из рис. 2 видно, что при $T = 213 \text{ К}$ наблюдается скачок в изменении длины прыжка с ростом температуры, что может быть связано с изменением зарядового состояния центров локализации. Так, на графике зависимости производной термостимулированной емкости (ТСЕ) от температуры проявляются два максимума, которым соответствуют центры с энергией 0,14 и 0,2 эВ, что также может быть связано с переходом локализованного центра в более глубокое зарядовое состояние. Исследуемая структура содержит последовательность из трех КЯ разной толщины. В работе [6] показано, что на ступенчатом переходе узкая — широкая КЯ происходит скачок потенциала, равный разности энергетических положений нижних подзон в этих ямах. Наличие в КЯ участков резкого изменения потенциального рельефа может приводить к скачку на зависимости $R = f(T)$.

После скачка (при $T > 213 \text{ К}$) $R = f(T)$ при увеличении напряжения растет с ростом напряжения, а при $U = 2,8 \text{ В}$ падает, что близко к порогу подвижности (см. рис. 2). Уменьшение в электрическом поле эффективной ширины КЯ может привести к инверсной заселенности квантово-

размерных подзон. При этом наблюдается уменьшение подвижности носителей заряда с ростом напряжения на структуре, что связано с заполнением 2D-электронами помимо основной, также и возбужденной подзоны размерного квантования исследуемой структуры [7]. В исследуемой структуре осуществляется прыжковый механизм переноса с участием туннелирования. Уместен подход "дисперсионного" транспорта. В каждый момент времени процесс переноса осуществляется только делокализованными носителями. Присутствие значительной фракции локализованных носителей существенно влияет на характеристики переноса. В режиме равновесного транспорта многократный захват носителей на локализованные состояния приводит к значительному уменьшению подвижности. Дрейфовая подвижность приобретает температурную зависимость, определяемую видом энергетического распределения локализованных уровней.

Кроме того, в работе [8] по зависимости времени жизни носителей заряда от температуры установлено, что при напряжениях $U \geq 2,8$ В происходит смена механизма рассеяния: в области напряжений до 2,8 В преобладает рассеяние на ионизированных примесях (возрастание времени жизни с ростом температуры), при напряжениях, больших 2,8 В, основным механизмом рассеяния становится рассеяние на колебаниях решетки (уменьшение времени жизни с ростом температуры).

Таким образом, при $T \geq 213$ К и $U \geq 2,8$ В важную роль в поведении проводимости с ростом температуры и напряжения начинают играть не полевые эффекты, а механизмы рассеяния. С ростом температуры могут возникнуть флуктуации плотности, которые проявляются как изменения коэффициента преломления. Попадая в область, в которой коэффициент преломления отличен от среднего значения, носители заряда будут рассеиваться. Это рассеяние тем сильнее, чем больше максимальное смещение атомов от их среднего положения в решетке [9], т. е. тем выше температура образца. Кроме того, в этом температурном диапазоне интенсивность спектров электролюминесценции исследуемой структуры начинает уменьшаться с ростом температуры, что также связано с преобладанием термических эффектов над полевыми.

Заключение

В работе установлен характер зависимости среднего расстояния прыжка от напряжения $R = f(U)$ при фиксированной температуре, который связан с распределением плотности состояний вблизи уровня Ферми. Среднее расстояние прыжка превышает расстояние между центрами локализации, что связано с влиянием внутренних электрических полей. При $T = 213$ К наблюдается скачок в изменении длины прыжка от температуры $R = f(T)$, что может быть связано с изменением зарядового состояния центра локализации, а также с наличием в КЯ участков резкого изменения потенциального рельефа.

После скачка $R = f(T)$ при увеличении напряжения R растет с ростом напряжения, а при $U = 2,8$ В падает, что близко к порогу подвижности и связано с заполнением 2D-электронами как основной, так и возбужденной подзоны КЯ, а также свой вклад вносит рассеяние из-за изменения коэффициента преломления при флуктуациях плотности состояний.

Литература

1. Mukai T., Yamada M., Nakamura S.//Jpn. J. Appl. Phys. 1999. V. 38. L. 3976—3981.
2. Ковалев А. Н., Маняхин Ф. И., Туркин А. Н., Юнович А. Э.//ФТП. 1999. Т. 33. Вып. 2. С. 224—231
3. Грушко Н. С., Логинова Е. А., Дуванова Н. В.//Ученые записки УлГУ. Сер. физическая. 2004. Вып. 1(16). С. 3—7.
4. Грушко Н. С., Логинова Е. А., Дуванова Н. В.//Там же. С. 30—40.
5. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических полупроводниках. В 2 т. — М.: Мир, 1982. Т. 1. — 368 с.
6. Петров В. А., Никитин А. В. Управление электрическим полем эффектами пространственной повторяемости и мультипликации электронных волн в полупроводниковых двухмерных структурах//ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 8. С. 977—985.
7. Кадушкин В. И. Особенности распределения 2D-электронов по подзонам квантовых ям одиночного сильнолегированного гетероперехода//Там же. № 12. С. 1443—1448.
8. Грушко Н. С., Логинова Е. А., Потанахина Л. Н. Подвижность и механизмы рассеяния в структурах на основе InGaN//Известия вузов. Сер. Матер. электронной техники. 2006. №1. С. 68—72.
9. Физический энциклопедический словарь. — М.: Советская энциклопедия, 1966. Т. 5.

Статья поступила в редакцию 8 мая 2007 г.

Temperature dependence of average length of a jump in the InGaN/GaN structures

N. S. Grushko, L. N. Potanakhina
Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russia

Dependences of average distance for a jump $R = f(U, T)$ of charge carriers on temperature and pressure for the InGaN/GaN heterostructure were investigated in this work. The explanation of observable features is offered.