

- методом ионной имплантации ионов бора в p -МРТ или серебра в n -МРТ были получены p - n -переходы со значительно большим процентом выхода, чем на образцах КРТ;

- низкотемпературный отжиг (≤ 200 °C) практически не изменил электрофизических параметров эпитаксиальных слоев МРТ, что в первую очередь говорит о большей стабильности свойств материала по сравнению с твердым раствором КРТ;

- исследование в МРТ спектров ЭПР дает возможность расширить диагностические методики материала.

Исследования рекомбинационных процессов, проведенных в тройных твердых растворах МРТ, показали, что они имеют много общего с хорошо изученными фотоэлектрическими свойствами твердых растворов КРТ [9]. Это дает основание надеяться на получение фотоэлементов из МРТ с высокими фоточувствительными параметрами, подобными тем, которые в настоящее время достигнуты в КРТ, но с более стабильными во времени характеристиками. Также можно

ожидать увеличения процента выхода элементов оптоэлектроники.

Л и т е р а т у р а

1. Rogalski A.// Infrared Phys. 1991. V. 31. № 2. P. 117.
2. Гарбуз Н. Г., Кондраков С. В., Попов С. А., Сусов Е. В., Филатов А. В., Хазиева Р. А., Холина Е. Н.// Неорг. мат. 1990. Т. 26. № 3. С. 536.
3. Wall A., Caprile C., Franciosi A., Reifengerger R., Deliska U.// J. Vac. Sci. and Technol. 1986. V. 4. № 3. P. 818.
4. Боднарук О. А., Горбатюк И. Н., Каленик В. И., Пустыльник О. Д., Раренко И. М., Шафранюк В. П.// Неорг. мат. 1992. Т. 28. № 2. С. 335.
5. Васильев В. В., Овсяк Н. В., Талипов Н. Х. Тезисы доклада. Совещание "Актуальные проблемы полупроводниковой фотоэлектроники". — Новосибирск. 2003. С. 65.
6. Гусев А. А., Базовкин В. М., Ефимов В. М., Курьшев Г. Л., Панова З. В.// Там же. С. 91.
7. Ефимов В. М.// Там же. С. 90.
8. Сб. "Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона"// Отв. ред. д-р. физ.-мат. наук С. П. Сивина. — Новосибирск: Наука, 2001.
9. Барышев Н. С. Свойства и применение узкозонных полупроводников. — Казань: Унипресс, 2000.

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2004 г.

The effect of low-temperature annealing on electrical and structural properties of the MCT and MMT epitaxial layers

I. M. Nesmelova, V. N. Ryzhkov, V. A. Andreev

Federal State Unitary NPO State Institute of Applied Optics, Kazan, Russia

G. G. Gumarov, V. Yu. Petukhov

Physicotechnical Institute Russian Academy of Sciences, Kazan, Russia

The effect of low-temperature annealing (2 hours at 120 °C and 2 hours at 200 °C) on epitaxial layers of HgCdTe and HgMnTe was investigated. HgCdTe and HgMnTe layers were produced by the liquid-phase epitaxy method. The Hall effect, electroconductivity, X-ray diffraction before and after annealing were determined. It was shown that low-temperature annealing produces almost no change in electrophysical parameters of HgMnTe layers; but about 90 % of HgCdTe layers had increased concentration of charge carriers or changed conductivity type. After thermal annealing the crystal surface quality of the HgMnTe layers improved. The layers HgCdTe such tendency not observe.

УДК 621.315.592

Процесс токопереноса в структурах на основе GaN с одной квантовой ямой

Н. С. Грушко, Л. Н. Потанахина

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск, Россия

Исследованы вольт-амперные характеристики светодиодов синего свечения с одиночной квантовой ямой в многослойных структурах на основе GaN и его твердых растворов в диапазоне температур 98—297 К. Показано, что в образцах преобладает туннельный механизм протекания тока и определены его параметры (вероятность туннелирования, энергия уровней, участвующих в создании рекомбинационного пото-

ка). Предложено объяснение проявления участка отрицательной дифференциальной проводимости на вольт-амперных характеристиках при напряжении прямого смещения на образце. Определены параметры потенциальных барьеров (высота, ширина) исследуемой структуры, рассмотрены их температурные зависимости. По коэффициенту пропускания определена энергия уровней в квантовой яме, объяснен сдвиг максимумов коэффициента пропускания под действием внешнего напряжения смещения.

Нитриды элементов III группы (III-нитриды), в частности GaN, представляют значительный научный и практический интерес. Это прежде всего связано с возможностью получения на их основе полупроводниковых лазеров и светодиодов (СД), излучающих в синей и ультрафиолетовой областях спектра, а также высокотемпературных электронных приборов. Создание инжекционных лазеров позволило выпускать оптические накопители, запоминающие и считывающие устройства с высокой плотностью информации. Такие структуры перспективны как источники когерентного излучения в ультрафиолетовой (УФ) области спектра. Нитридные гетероструктуры являются многообещающими для применения не только в оптоэлектронике (светодиоды, инжекционные лазеры, фотоприемники), на их основе созданы мощные высокочастотные полевые транзисторы, работающие при высоких температурах.

Благодаря большому разрыву зон и однодлинному устройству нижней зоны проводимости нитридные структуры AlGaIn/InGaIn/GaN могут создать конкуренцию материалам GaAs/AlGaAs и в приборах с поперечным транспортом. Так, работы [1, 2] посвящены туннельно-резонансным транзисторам, стоковые характеристики которых имеют участки отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП).

Цель данной работы — определение механизма, ответственного за формирование вольт-амперных характеристик (ВАХ) исследуемой структуры, и параметров, влияющих на токоперенос (вероятность туннелирования, коэффициент пропускания, энергия уровней, участвующих в рекомбинационном потоке). В ходе работы исследовались СД на основе GaN с квантовой ямой. Изучаемая гетероструктура синего свечения ($\lambda_{\max} = 453$ нм при $I = 10$ мА) состоит из нескольких слоев: базового n -GaN, активного $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (квантовая яма), широкозонного буферного p - $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ и верхнего контактного p -GaN. Энергетическая диаграмма представлена в работе [3].

Определение основного механизма токопереноса, ответственного за формирование ВАХ исследуемой структуры

Температурные зависимости прямых ВАХ при напряжениях прямого смещения от 0,5 до 3,5 В в диапазоне температур 98–297 К (рис. 1) показали, что существуют два температурных интер-

вала увеличения тока: от 98 до 180 К (см. кривые 1–6) и от 243 до 297 К (см. кривые 8–10). При температурах 180 (см. кривая 6) и 223 К (см. кривая 7) наблюдается участок ОДП.

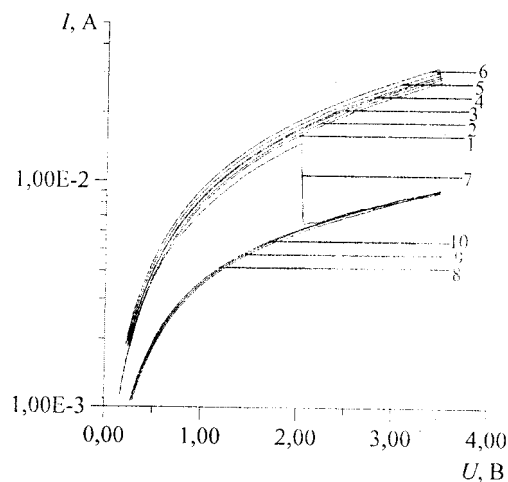


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики образца при температурах, К:

1 — 98; 2 — 111; 3 — 131; 4 — 139; 5 — 158; 6 — 180; 7 — 223; 8 — 243; 9 — 278; 10 — 297

Из температурной зависимости ВАХ $\ln I = f(1/T)$ рассчитывались энергии активации E_a при постоянном напряжении

$$E_a = k \tan \alpha,$$

где α — угол наклона зависимости $I = f(1/T)$;

k — постоянная Больцмана.

Установлено, что энергия активации изменяется от 3,69 до 2,73 мэВ в температурном диапазоне 98–180 К и от 16,40 до 2,28 мэВ — в диапазоне 243–297 К при изменении напряжения на образце.

Энергия активации тока много меньше $(E_g(0) - qU)/2$ для исследуемого материала ($E_g(0) = 3,52$ эВ). По методике работы [4] определен основной механизм токопереноса — туннелирование.

Объяснение проявления участка ОДП на ВАХ

Нами предложены объяснения проявления участка ОДП на ВАХ:

- На основе обобщенной модели рекомбинации, предложенной в работе [5].

Центры рекомбинации в каждой из областей распределены по энергиям в соответствии с некоторым законом, который в общем случае неизвестен. Эти области разделены тонким туннельно-прозрачным слоем, в котором существуют энергетические промежутки различных формы и протяженностью, в которых может происходить туннелирование носителей заряда из одной связанной области в другую. Эти энергетические промежутки являются каналами туннелирования, каждый из которых характеризуется определенной пропускной способностью.

Можно предположить, что туннелирование происходит по определенному каналу, который характеризуется своей пропускной способностью. Уменьшение тока с ростом напряжения на образце, а значит, и участок ОДП объясняются тем, что с ростом напряжения носители заряда начинают переходить из одной области в другую в процессе рекомбинации через канал, обладающий меньшей пропускной способностью, чем первоначальный, т. е. происходит перераспределение носителей заряда, участвующих в процессе токопереноса, между каналами туннелирования.

• На основе явления рассеяния на полярных оптических (ПО) фононах [6].

Скорость электрон-фононного рассеяния в отдельной подзоне квантовой ямы зависит от ширины последней. При некотором напряжении на образце может реализоваться ситуация, что канал туннелирования имеет такую форму, при которой туннелирование между связанными областями возможно только при переходе носителей на нижний уровень квантовой ямы, которому соответствуют разрешенные состояния в зоне соседнего материала, необходимые для продолжения процесса токопереноса. Если при этом напряжении на образце энергетический зазор между подзонами становится равным энергии оптического фонона при данной температуре и осуществляется переход в нижнюю подзону путем эмиссии фонона, то появляется возможность увеличения скорости электрон-фононного межподзонного рассеяния, т. е. уменьшения подвижности носителей в образце. Уменьшение подвижности приводит к уменьшению тока через образец с ростом напряжения ($j \sim \mu U$), а значит, к появлению участка ОДП.

Уровни, участвующие в создании рекомбинационного потока, и влияние на них температуры

Были рассчитаны энергии активации уровней по зависимости дифференциального коэффициента наклона ВАХ β [5], определяемого как

$$\beta = \frac{q}{kT} \left(\frac{\partial(\ln I_r)}{\partial U} \right)^{-1} = \frac{qI_r}{kT} \left(\frac{\partial I_r}{\partial U} \right)^{-1}, \text{ и его произ-}$$

водной $\partial\beta/\partial U$. После численного дифференцирования ВАХ оказалось, что β ведет себя немонотонно, и следовательно, в создании рекомбинационного потока участвуют несколько глубоких уровней, имеющих разную энергию активации.

Зависимость $d\beta/dU = f(U)$ обладает ярко выраженными экстремумами, по которым определяют энергию активации глубоких уровней. Выделено несколько максимумов при $T = 131$ и 297 К и определена энергия активации.

В области напряжений (1,2–2,4 В) при температуре $T = 297$ К сильнее проявляются уровни E_5, E_6, E_7, E_8, E_9 , чем при $T = 131$ К. Используемый метод определения энергии активации уровней не определяет начало отсчета энергии (от потолка валентной зоны или от дна зоны проводимости). Если значение энергии активации уровней рассчитывать как $E_g - E_i$, то для выделенных уровней можно получить следующие значения энергий (эВ): $E_5 - 2,53$; $E_6 - 2,57$; $E_7 - 2,73$; $E_8 - 2,87$; $E_9 - 2,92$, которые близки к значениям максимумов, наблюдаемых в спектре ЭЛ, обусловленных переходами между уровнями квантовой ямы [7]. Максимумы $E_5 - E_9$ соответствуют уровням квантовой ямы.

В области высоких напряжений (от 2 В) с ростом температуры наблюдается увеличение амплитуды максимумов $\partial\beta/\partial U$, что может быть связано с температурной зависимостью коэффициентов захвата уровней, с полевыми явлениями либо с резонансными процессами.

Определение вероятности туннелирования

Используя обобщенную модель рекомбинации, была рассчитана вероятность туннелирования для следующих значений напряжения прямого смещения на образце: $U = 1; 1,5; 2,1; 2,15; 2,2$ В (с учетом технических характеристик приборов $\Delta U/U$ не более 0,2 % для В7-46) в диапазоне температур 98–297 К по формуле, предложенной в работе [5]:

$$\omega = v \exp\left(-\frac{2}{a\sqrt{N}}\right),$$

где v — частота попыток преодоления потенциального барьера, равная частоте характеристического фонона и близкая к частоте акустического фонона;

a — радиус локализации (для GaN $a = 27,7$ Å)).

С ростом температуры вероятность туннелирования уменьшается, проходя при этом через участки слабого изменения или насыщения. Такое поведение вероятности туннелирования

согласуется с моделью о перераспределении туннельного потока между каналами туннелирования с ростом температуры, предложенной для объяснения участка ОДП. Кроме того, с увеличением температуры уровень Ферми проходит разные плотности состояний. Когда уровень Ферми находится вблизи максимума плотности состояний, вероятность туннелирования велика. Однако при концентрации электронов, превышающей критическое значение, темп уменьшения подвижности превышает темп роста концентрации. В результате проводимость канала падает с ростом концентрации (температуры), что отражает поведение вероятности туннелирования.

Определение параметров барьеров, образующих квантовую яму

По методике [8] определены параметры барьеров структуры из температурных зависимостей туннельного тока, предложенной в работе; связь туннельных токов при температурах T_1 и T_2 дается соотношением

$$\hat{J} = \frac{100(I(U, T_2) - I(U, T_1))}{I(U, T_1)} = \frac{3 \cdot 10^{-7} (\Delta s \Delta T)^2}{\Phi_b}, \quad (1)$$

где Δs — ширина барьера;

Φ_b — средняя высота барьера.

В этот результат введено процентное изменение $\hat{J}$ туннельного тока (для фиксированного напряжения смещения) при изменении температуры от T_1 к T_2 ($T_1 < T_2$).

ВАХ исследуемой структуры имели две температурные области возрастания тока с ростом температуры: $98 \text{ K} \leq T \leq 180 \text{ K}$ и $243 \text{ K} \leq T \leq 297 \text{ K}$ (см. рис. 1). Эти температурные области и использовались при расчете коэффициента $\hat{J}$. Результаты расчета по (1) для экспериментальных ВАХ исследуемого образца приведены на рис. 2.

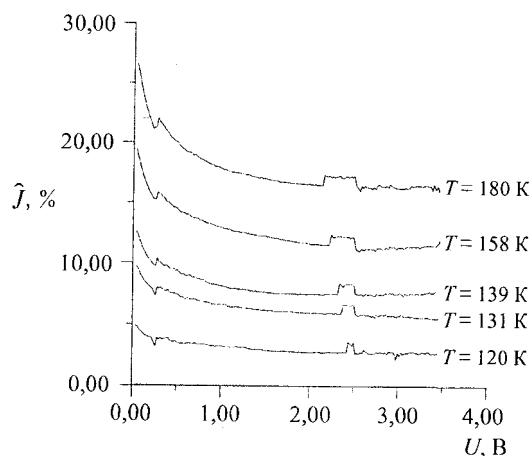


Рис. 2. Зависимость $\hat{J}$ от напряжения на образце при различной температуре

Как видно из рис. 2, на зависимости $\hat{J}(U)$ проявляются два максимума, которые и использовались для определения высоты и ширины барьеров по (1). Высота первого барьера (Φ_{b1}) не изменяется с изменением температуры и равна 0,28 эВ, высота второго барьера уменьшается с ростом температуры. Уменьшение высоты второго барьера можно объяснить изменением положения уровня Ферми, так как по указанной методике высоты барьеров отсчитываются от положения уровня Ферми. При переходе из одной температурной области возрастания тока через образец в другую ширина второго барьера резко возрастает. Это может привести к уменьшению вероятности туннелирования носителей заряда через этот барьер, а следовательно, и к уменьшению тока через образец, что мы и наблюдаем на ВАХ исследуемого образца. Ширина первого барьера уменьшается с ростом температуры. Можно предположить, что с ростом температуры изменяется распределение зарядов в исследуемой структуре, которое включает в себя не только область пространственного заряда, но и компенсированные квазинейтральные слои, и заряженные стенки на гетерограницах. Изменение распределения зарядов может вызвать увеличение напряженности внутреннего электрического поля в области первого потенциального барьера, что и приводит к уменьшению его ширины с ростом температуры.

Расчет коэффициента пропускания

Исследуемый образец рассматривался как двухбарьерная несимметричная структура (рис. 3).

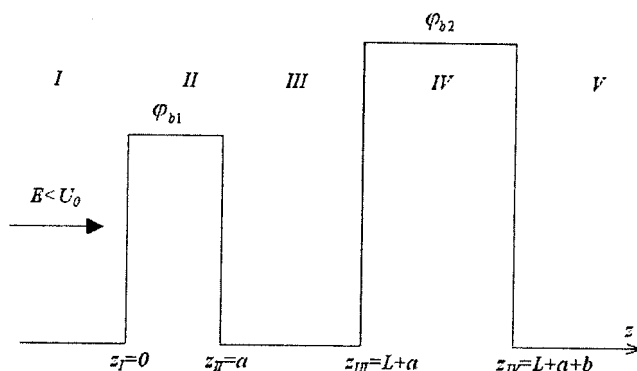


Рис. 3. Энергетическая диаграмма исследуемой структуры

Был проведен расчет коэффициента пропускания для идеальной структуры с учетом и без учета внутреннего поля и напряжения смещения. При этом делались следующие предположения:

- области I, III, V сделаны из одного материала;

• электрон из области I туннелирует через барьер в область V без рассеяния, т. е. без потери энергии и изменения волнового вектора в плоскости структуры;

• пренебрегаем кулоновским взаимодействием между электронами, которое создает потенциал изображения, действующий на туннелирующий электрон;

• пренебрегаем изгибом зон, возникающим на интерфейсах между областью I (областью V) и барьером вследствие потенциала смещения;

• поле внутриактивной области однородно и во всех слоях направлено в одну сторону.

Сделанные предположения позволяют свести трехмерную задачу к одномерной вдоль оси z роста потенциала. Уравнение Шредингера для движения вдоль оси z имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\psi}{dz^2} + U(z)\psi(z) = E\psi(z), \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_{b1}, 0 \leq z \leq a; \\ U(z) = 0, \quad a \leq z \leq L+a; \\ \varphi_{b2}, L+a \leq z \leq L+a+b \end{aligned} \quad -$$

для идеальной структуры без учета электрических полей;

$$\begin{aligned} \varphi_{b1} - e(E_{int} \pm E_{ext})z, \quad 0 \leq z \leq a; \\ U(z) = -e(E_{int} \pm E_{ext}), \quad a \leq z \leq L+a; \\ \varphi_{b2} - e(E_{int} \pm E_{ext})z, \quad L+a \leq z \leq L+a+b \end{aligned} \quad -$$

для идеальной структуры с учетом внутреннего ($E_{int} \sim 10^8$ В/м) и внешнего (E_{ext}) электрических полей;

a — ширина барьера высотой φ_{b1} ;
 L — ширина ямы;
 b — ширина барьера высотой φ_{b2} .

Предполагаем, что энергия электрона E меньше высоты каждого из барьеров даже при положительном напряжении смещения (туннельный механизм токопереноса). В области V волновая функция является плоской волной, распространяющейся только направо, так как предполагается, что эта область простирается направо до бесконечности, и поэтому отраженной волны нет. На волновую функцию накладывается условие непрерывности волновой функции и ее первой производной по z на границе областей.

Пусть A_i и B_i — амплитуды волн, распространяющихся направо и налево внутри области i (где $i = I, II, III, IV, V$ — области на рис. 3). Решение уравнения (2) для идеальной структуры без учета электрических полей будем искать в каждой из областей в виде

$$\psi_i = A_i e^{k_i z} + B_i e^{-k_i z}, \quad (3)$$

где $k_i^2 = \frac{2m^*}{\hbar^2}(U_i - E)$ — волновой вектор в области i (вне барьеров — мнимое число, внутри барьеров — реальное число).

Коэффициенты (A_I, B_I) и (A_V, B_V) в области эмиттера и коллектора, соответственно, связаны соотношением

$$\begin{pmatrix} A_I \\ B_I \end{pmatrix} = M_I M_{II} M_{III} M_{IV} \begin{pmatrix} A_V \\ B_V \end{pmatrix},$$

где элементы матрицы переноса $M_i(\alpha, \beta)$ ($\alpha, \beta = 1$ или 2).

Решение уравнения (2) для идеальной структуры с учетом внутреннего и внешнего электрических полей будем искать в виде (3) для областей I и V, а для областей II, III, IV — в виде

$$\psi_i(z) = A_i \sqrt{k_i^2 - \frac{2m^* e}{\hbar^2}(E_{int} - E_{ext})z} I_{1/3} \times$$

$$\times \left[\frac{2}{3} \frac{\left(k_i^2 - \frac{2m^* e}{\hbar^2}(E_{int} - E_{ext})z \right)^{3/2}}{\left(\frac{2m^* e}{\hbar^2}(E_{int} - E_{ext}) \right)^{2/3}} \right] +$$

$$+ B_i \sqrt{k_i^2 - \frac{2m^* e}{\hbar^2}(E_{int} - E_{ext})z} I_{-1/3} \times$$

$$\times \left[\frac{2}{3} \frac{\left(k_i^2 - \frac{2m^* e}{\hbar^2}(E_{int} - E_{ext})z \right)^{3/2}}{\left(\frac{2m^* e}{\hbar^2}(E_{int} - E_{ext}) \right)^{2/3}} \right],$$

где $I_{\pm 1/3}(z)$ — функции Бесселя.

Записывая условия непрерывности волновой функции и ее первой производной по z на границе областей и решая полученную систему уравнений относительно A_V , находим коэффициент пропускания исследуемой структуры

$$P(E) = \left| \frac{A_V}{A_I} \right|^2.$$

Рассчитывался коэффициент пропускания исследуемой структуры для температуры $T = 180$ К,

при этом использовались определенные из эксперимента высота и ширина барьеров: $a = 55,12 \text{ \AA}$, $b = 136,09 \text{ \AA}$, $\phi_{b1} = 0,28 \text{ эВ}$, $\phi_{b2} = 2,16 \text{ эВ}$.

Ширина ямы $L = 87 \text{ \AA}$.

В случае отсутствия внешнего поля наблюдаются три максимума коэффициента пропускания, которым соответствуют уровни в квантовой яме с энергиями: 0,024; 0,075 и 0,16 эВ. С учетом внутреннего поля в квантовой яме наблюдаются два уровня с энергией 0,04; 0,14 эВ (при $U_{out} = 0 \text{ В}$). Уменьшение числа уровней объясняется их уширением и перекрытием под действием электрического поля (эффект Штарка).

С приложением внешнего напряжения наблюдаются сдвиг максимумов коэффициента пропускания и изменение их амплитуды. В работе [9] указывается, что при $U < 0$ внешнее поле компенсирует поле в яме, что приводит к увеличению коэффициента пропускания, а при $U > 0$ направления внешнего и внутреннего полей в яме совпадают, что приводит к увеличению асимметрии потенциала, а следовательно, к уменьшению амплитуды максимумов коэффициента пропускания. Сдвиг максимумов коэффициента пропускания при приложении внешнего поля объясняется зависимостью положения уровня в квантовой яме от напряженности электрического поля, установившегося в образце.

Заключение

В ходе работы был определен основной механизм токопереноса, ответственный за формирование ВАХ исследуемой структуры — туннелирование.

Предложено объяснение проявления участка ОДП на ВАХ: на основе обобщенной модели рекомбинации и явления рассеяния на ПО фонах.

Возможно, что за проявление участка ОДП на ВАХ ответственны одновременно все указанные выше механизмы. Для выяснения доли того или иного механизма в наблюдаемом явлении необходимы дополнительные исследования. Бы-

ли проанализированы зависимости дифференциального коэффициента ВАХ и его производной от напряжения при разных температурах, что позволило определить уровни, участвующие в создании рекомбинационного потока, и влияние на них температуры.

В ходе проведенной работы была рассчитана вероятность туннелирования при напряжениях на образце $U = 1; 1,5; 2,1; 2,15$ и $2,2 \text{ В}$ в диапазоне температур 98–297 К. Объяснено уменьшение вероятности туннелирования с ростом температуры на основе поведения уровня Ферми и модели о перераспределении туннельного потока между туннельными каналами, обладающими разной пропускной способностью [5].

Определены параметры потенциальных барьеров исследуемой двухбарьерной структуры и рассчитан коэффициент пропускания этой структуры с учетом и без учета электрических полей. С ростом температуры наблюдается уменьшение высоты второго барьера, а высота первого — не меняется. При учете электрического поля наблюдается уменьшение числа уровней в квантовой яме, которое объясняется эффектом Штарка.

Литература

1. Филимонова Н. И., Поршнев А. В., Илюшин В. А.// Четвертая Всерос. молодежная конф. по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 2002. С. 83.
2. Бирюлин Г. И., Горбачевич А. А., Капаев В. В., Копеев Ю. В., Трофимов В. Т.// ФТП. 2001. Т. 35. Вып. 11. С. 1357–1361.
3. Грушко Н. С., Лакалин А. В., Евстигнеева Е. А.// Ученые записки Ульяновского госуд. ун-та. Сер. Физическая. 2001. Вып. 2(11). С. 34–39.
4. Грушко Н. С., Лакалин А. В., Сомов А. И.: Тр. Междунар. конф. "Оптика, оптоэлектроника и технологий". — Ульяновск, 2003. С. 78.
5. Булярский С. В., Грушко Н. С.// ЖЭТФ. 2000. Т. 118. № 11. С. 1222–1229.
6. Пожела Ю., Пожела К., Юцене В.// ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 9. С. 1053–1057.
7. Булярский С. В., Грушко Н. С., Типикин В. В.: Тр. Междунар. конф. "Оптика, оптоэлектроника и технологий", 2001. С. 17.
8. Технология тонких пленок/ Под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга. — М.: Сов. радио, 1977.
9. Гриняев С. Н., Разжувалов А. Н.// ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 4. С. 450–455.

Статья поступила в редакцию 27 ноября 2004 г.

Current transport process in the GaN structures with a single quantum well

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

In work are investigated volt-ampere of the characteristic light-emitting diodes a blue luminescence with a single quantum well in multilayered structures on basis GaN and its firm solutions in a range of temperatures 98–297 K. It is shown, that in samples the tunnel mechanism of course of a current prevails and its parameters (probability of tunneling, energy of the levels participating in creation recombination of a stream) are determined.

The explanation of display of a site of negative differential conductivity on volt-ampere characteristics is offered at a voltage of direct displacement on a sample. Parameters of potential barriers are determined (the height, width) researched structure, are considered their temperature dependences. On factor transmission energy of levels in a quantum well is determined, shift of maxima of transmissivity under action of an external voltage of displacement is explained.

УДК 621.315.592:535.215

Видиконы, чувствительные в средней инфракрасной области спектра с фотомишенями на структурах полупроводник—диэлектрик

Н. Ф. Ковтонюк, В. П. Мисник, А. В. Соколов

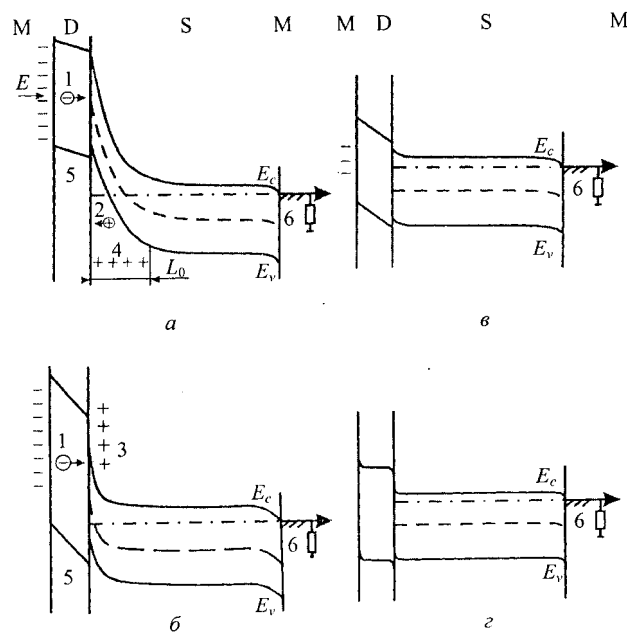
Федеральное государственное унитарное предприятие
«Центральный научно-исследовательский институт "Комета"», Москва, Россия

Рассмотрена кинетика электронных процессов в фотомишенях видиконов на основе структур полупроводник—диэлектрик (ПД) из узкозонных полупроводников с учетом стекания заряда в слое диэлектрика и релаксации неравновесной обедненной области в полупроводниковом слое. Приведена оценка времени накопления, пороговой чувствительности, разрешающей способности фотомишеней при различных уровнях входного излучения.

Для расширения области спектральной чувствительности видиконов в длинноволновую область (например, в область 2,5–5,5 мкм) предложено [1, 2] использовать в качестве фотомишенной структуры ПД из узкозонных полупроводников *n*-типа, функционирующих в режиме неравновесного обеднения. Слой диэлектрика должен обладать некоторой проводимостью для стекания за время кадра отрицательного заряда, нанесенного электронным лучом на слой диэлектрика. Величину проводимости диэлектрика выбирают из условия соизмеримости времен стекания заряда электронов со временем накопления кадра. При сканировании электронный луч наносит на фотомишень заряд, который создает относительно сигнальной пластины разность потенциалов, под действием которой в полупроводниковом слое возникает чувствительная к свету неравновесная обедненная область.

В качестве диэлектрика, как правило, применяются легированные широкозонные полупроводники [2]. В том случае, когда требуемое время кадра составляет около 40 мс, удельное сопротивление слоя диэлектрика должно быть примерно $4 \cdot 10^{10}$ Ом·см. По существу, такая фотомишень представляет собой гетероструктуру из широко- и узкозонных полупроводников, и понятие "слой диэлектрика" в дальнейшем следует рассматривать как чисто терминологическое.

Энергетическая диаграмма фотомишеней со структурой ПД для полупроводника *n*-типа приведена на рисунке.



Энергетическая диаграмма структуры диэлектрик—полупроводник с полупроводником *n*-типа и зарядом электронов (Э) на диэлектрике (Д):

a — в момент $t = 0$ (после нанесения на диэлектрик заряда электронов); *b* — частичное накопление дырок, когда ток фото- и термогенерации в полупроводнике больше тока в диэлектрике; *v* — вблизи равновесного значения, когда основная часть заряда стекла с диэлектрика; *z* — заряд электронов с диэлектрика стек (установилось равновесное состояние)
---- — уровень Ферми собственного полупроводника;
..... — уровень Ферми в равновесии; $E_c - E_v = \Delta E$ — ширина запрещенной зоны; 1 — ток электронов в диэлектрике; 2 — ток дырок в обедненной области; 3 — слой накопленных дырок; 4 — слой ионизированных доноров; 5 — распределение потенциала в диэлектрике; 6 — сопротивление нагрузки; 7 — заряд электронов на диэлектрике