

# НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С ВНУТРЕННИМ УСИЛЕНИЕМ ИНЖЕКЦИИ

У.Бекирев, к.ф.-м.н. bekirev@niifp.ru, Б.Потапов borpot@niifp.ru

Развитие оптоэлектроники в последние годы требует все более высокоэффективных излучающих приборов на основе полупроводниковых гетероструктур. В настоящей статье рассмотрена новая конструкция гетероструктур, где активная область состоит из нескольких слоев с разными толщиной, легированием и шириной запрещенной зоны. Найдены критерии усиления инжекции и уменьшения потерь излучения в таких гетероструктурах, названных гетероструктурами с внутренним усилением инжекции. Светодиоды и лазеры на основе таких структур показали увеличение внутреннего и внешнего квантовых выходов. В этих излучателях обнаружены эффекты, связанные с взаимодействием фотонной, электронной и фононной компонент в кристалле, приводящие к улучшению их характеристик. Некоторые особенности работы таких гетероструктур, перспективных для дальнейшего совершенствования полупроводниковых излучателей, представлены ниже.

## ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С ВНУТРЕННИМ УСИЛЕНИЕМ ИНЖЕКЦИИ

Работа посвящена рассмотрению некоторых особенностей приборов на основе нового типа многопроходных р-п-гетероструктур с активной излучающей областью, состоящей из нескольких слоев различной толщины, с различными уровнем легирования и шириной запрещенной зоны. В наиболее простых случаях в активную излучающую область двухсторонней гетероструктуры вводится дополнительный слой. Этот слой может примыкать к одной из сторон области излучательной рекомбинации или находиться в этой области и, например, иметь меньшую ширину запрещенной зоны, чем слой области излучательной рекомбинации.

В зависимости от параметров дополнительного слоя можно получать различные режимы накопления носителей заряда и, соответственно, гетероструктуры с различными функциональными возможностями. Введение в гетероструктуру не одного, а нескольких дополнительных слоев еще больше изменяет ее параметры и расширяет ее функции.

В рассматриваемых гетероструктурах накопление носителей заряда в активной области происходит более интенсивно, чем в обычных многопроходных гетероструктурах [1-3]. Одна из особенностей этих структур состоит в том, что они остаются многопроходными даже при наличии поглощающей подложки. Подобные

гетероструктуры теперь принято называть гетероструктурами с внутренним усилением инжекции. Ранее нами были изготовлены, запатентованы [4–8] и частично исследованы [9–11] аналоги подобных гетероструктур, которые мы назвали гетероструктурами с дополнительным узкозонным слоем в активной области. При их изготовлении и патентовании мы руководствовались интуитивными соображениями и упрощенными расчетами. Позднее были проведены более детальный расчет некоторых вариантов гетероструктур с внутренним усилением инжекции и их предварительные исследования [12, 13]. Однако появилась необходимость уточнить полученные выводы расчетов, которые для лучшего описания процесса накопления носителей заряда в активной области проведем для относительно простых гетероструктур.

При расчете процесса накопления носителей заряда и определении условий такого накопления в области излучательной рекомбинации, которая состоит из двух частей (рис.1), будем считать, что внутренний квантовый выход левой части этой области толщиной  $d_1$  равен  $\beta_1 \leq 1$ , а правой части толщиной  $d_2$  равен  $\beta_2 \leq 1$ . Полагаем также, что значения ширины запрещенной зоны этих частей разные и с дополнительным узкозонным слоем толщиной  $d_0$  они имеют разную высоту гетеропереходов, соответственно  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ . Здесь возможна ситуация, когда  $\Delta_1 < \Delta_2$  или  $\Delta_1 > \Delta_2$ . Значения времени жизни неосновных носителей заряда и их диффузионной длины равны соответственно  $\tau_0$ ,  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  и  $L_0$ ,  $L_1$ ,  $L_2$ . Кроме того, полагаем, что толщина дополнительного узкозонного слоя меньше диффузионной длины неосновных носителей в нем, то есть  $d_0 \leq L_0$ .

При инжекции потока неосновных носителей  $I_{инж}$  в область излучательной рекомбинации рожденные в ней кванты излучения после отражения от граней структуры кристалла сразу попадут на узкозонный слой и частично поглотятся в нем с образованием электронно-дырочных пар, формируя при этом поток неосновных носителей  $I_\Phi$ . Этот поток либо частично рекомбинирует в узкозонном дополнительном слое с интенсивностью

$$I_0 = \frac{n_0 d_0}{\tau_0},$$

(где  $n_0$  – концентрация неосновных носителей в слое), либо частично за счет термического выброса носителей распространяется в левую и правую части области излучательной рекомбинации и излучательно рекомбинирует в обеих частях. Кванты, которые не вышли

наружу области излучательной рекомбинации, испытывают описанные выше преобразования, которые многократно повторяются до тех пор, пока в структуре при постоянном внешнем токе инжекции не установится стационарный режим. Этот режим характеризуется постоянной концентрацией неосновных носителей в широкозонных и узкозонном слоях области излучательной рекомбинации, а также постоянными потоками излучения структуры и потоками, падающими на узкозонный слой с левой и правой сторон.

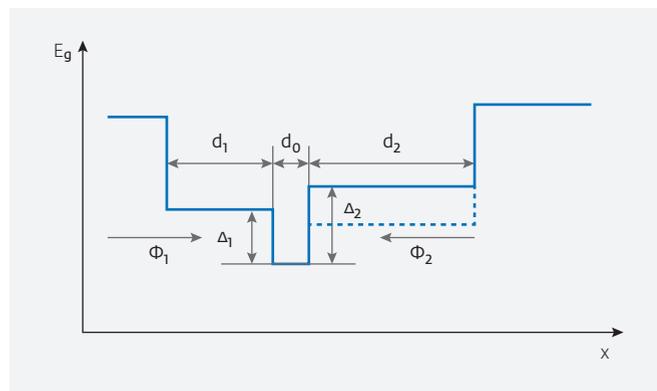
Найдем условия накопления носителей заряда в области излучательной рекомбинации при стационарном режиме работы структуры, когда для потоков инжекции и рекомбинации в излучающих областях и дополнительном слое справедливо соотношение:

$$I_{инж} + I_\Phi = I_0 + I_1 + I_2, \quad (1)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  – потоки рекомбинации носителей в левой и правой частях области излучательной рекомбинации соответственно. Поток  $I_\Phi$  зависит от уровня излучений, поглощенных в узкозонном слое, и равен:

$$I_\Phi = \Phi_1 Q (1 - e^{-k_1 d_0}) + \Phi_2 Q (1 - e^{-k_2 d_0}), \quad (2)$$

где  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  – потоки излучения, падающие на узкозонный дополнительный слой слева и справа соответственно,  $k_1$  и  $k_2$  – соответственно коэффициенты поглощения потоков  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  в узкозонном слое,  $Q$  – квантовый выход электронно-дырочных пар для поглощенного излучения. Необходимо



**Рис.1.** Изменение ширины запрещенной зоны по толщине структуры с накоплением носителей в области излучательной рекомбинации. Пунктиром показан вариант изменения ширины запрещенной зоны по толщине структуры

оговориться, что формула (2) справедлива для лучей, падающих на узкозонный слой перпендикулярно. На самом деле потоки  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  состоят из квантов, имеющих изотропное распределение по направлениям, и поглощаются в узкозонном слое сильнее, чем это принято в формуле (2). Поскольку  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  значительно меньше энергии квантов области излучательной рекомбинации, квантовый выход электронно-дырочных пар для фотонов, поглощенных из потоков  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , можно считать одинаковым и равным единице. Для потоков  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  можно записать следующие соотношения:

$$\begin{cases} \Phi_1 = R_1 \Phi_2 e^{-k_2 d_0} + \frac{I_1 \beta_1}{2} (1 + R_1) \\ \Phi_2 = R_2 \Phi_1 e^{-k_1 d_0} + \frac{I_2 \beta_2}{2} (1 + R_2), \end{cases} \quad (3)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  – суммарные коэффициенты отражения излучения от внутренних и внешних граней, расположенных соответственно слева и справа от узкозонного слоя. Решая систему уравнений (3) относительно  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  и подставляя найденные значения в уравнение (2), получим выражение для потока  $I_\Phi$ . Для того чтобы структура работала в режиме накопления носителей в области излучательной рекомбинации, необходимо, чтобы поток неосновных носителей, возникающий в результате образования электронно-дырочных пар при поглощении излучения в узкозонном слое, был больше потока рекомбинации этих носителей в этом слое, т.е. необходимо, чтобы  $I_\Phi > I_0$ . Поток, равный разнице  $I_\Phi - I_0$ , возникающей в результате термического выброса носителей, будет поступать в широкозонные слои области излучательной рекомбинации. Здесь следует

обратить внимание на то, что наиболее горячие носители заряда выбрасываются в слои толщиной  $d_1$  и  $d_2$ .

Если излучательные переходы в широкозонных слоях происходят через примесные уровни, возможно самоохладение узкозонного слоя. Это еще одна особенность рассматриваемых гетероструктур. Наилучшая ситуация для выброса носителей из узкозонного слоя возникает в том случае, когда на гетеропереходах между дополнительным слоем и областью излучательной рекомбинации сохраняется квазиуровень Ферми. Справедливость сохранения квазиуровня Ферми при разрывах зон на гетеропереходах, не превышающих 120 мэВ при комнатной температуре, не вызывает сомнения [14]. В соответствии с данными [14] уровни концентрации носителей в узкозонном слое и в области излучательной рекомбинации на границах с этим слоем связаны соотношениями:

$$\begin{aligned} n(d_1) &= \frac{n_0(n_0 + p_0)}{n_1 + p_1} e^{-\frac{\Delta_1}{kT}} \\ n(d_1 + d_0) &= \frac{n_0(n_0 + p_0)}{n_2 + p_2} e^{-\frac{\Delta_2}{kT}}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $p_1, p_2$  и  $p_0$  – концентрации основных носителей (в рассматриваемом примере – дырки) в слоях толщиной  $d_1, d_2, d_0$  соответственно. Справедливость сохранения квазиуровня Ферми между узкозонным дополнительным слоем и правой частью области излучательной рекомбинации (внешняя инжекция потока  $I_{инж}$  неосновных носителей осуществляется в левую часть области излучательной рекомбинации) не вызывает сомнений при любой температуре, поскольку инжекция неосновных носителей в правую часть области осуществляется только за счет их термического выброса из узкозонного слоя.

Для дальнейших расчетов воспользуемся приведенными соотношениями для  $n(d_1), n(d_1 + d_0)$  и  $n_0$ , где  $n_0, n_1$  и  $n_2$  – концентрации инжектированных неосновных носителей (электронов) в слоях толщиной  $d_1, d_2$  и  $d_0$  соответственно. При этом  $n_1 = n(d_1)$  – концентрация носителей в точке  $d_1 - l_D$ , а  $n_2 = n(d_2)$  – концентрация носителей в точке  $d_1 + d_0 + l_D$ , где  $l_D$  – толщина гетеробарьеров слева и справа от слоя  $d_0$ , равная длине Дебая. При низком уровне инжекции, когда  $n_0 \ll p_0, n_1 \ll p_1$  и  $n_2 \ll p_2$ ,

$n(d_1) \cong \frac{n_0}{p_1} e^{-\frac{\Delta_1}{kT}}$ , а  $n(d_2) \cong \frac{n_0}{p_2} e^{-\frac{\Delta_2}{kT}}$ . При этом если структура легирована так, что  $\frac{p_0}{p_1} > e^{\frac{\Delta_1}{kT}}$  и  $\frac{p_0}{p_2} > e^{\frac{\Delta_2}{kT}}$ , то дно

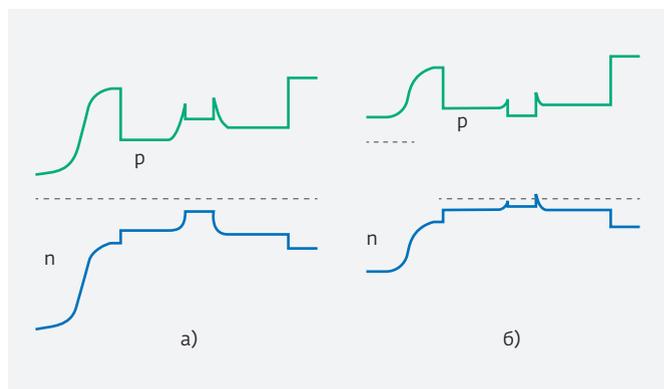


Рис.2. Зонные энергетические диаграммы гетероструктуры, показанной на рис.1, при низком уровне инжекции (а) и высоком уровне инжекции (б)

зоны проводимости узкозонного слоя окажется выше дна зоны проводимости как слоя  $d_1$ , так и слоя  $d_2$ . В результате неосновные носители могут беспрепятственно "скатываться" из слоя  $d_0$  в слои  $d_1$  и  $d_2$ . Барьеры вокруг слоя  $d_0$  невысокие и тонкие ( $l_D$ ) и являются туннельно-прозрачными для большей части носителей заряда. Следует заметить, что высота барьеров равна не  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ , а  $\Delta_{C1}$  и  $\Delta_{C2}$  – разрывам зоны проводимости соответственно на левом и правом гетеропереходах (рис.2а).

При высоком уровне инжекции, когда  $n_0 \gg p_0$ ,  $n_1 \gg p_1$ ,  $n_2 \gg p_2$ , решение уравнения (5) принимает вид

$$n_1 = n(d_1) = n_0 e^{-\frac{\Delta_1}{2kT}} \text{ и } n_2 = n(d_1 + d_2) = n_0 e^{-\frac{\Delta_2}{2kT}}. \quad (5a)$$

Это означает, что выбросу неосновных носителей из слоя  $d_0$  в слои  $d_1$  и  $d_2$  фактически препятствуют барьеры  $\frac{\Delta_1}{2}$  и  $\frac{\Delta_2}{2}$ . При высоком уровне инжекции толщина барьера  $l_D$  еще меньше, чем при низком уровне. Таким образом, потенциальные барьеры  $\frac{\Delta_1}{2}$  и  $\frac{\Delta_2}{2}$  по обе стороны слоя  $d_0$  тоньше

и менее высокие (не более 20–60 мэВ). Поэтому их еще легче преодолеть путем туннелирования (рис.2б). Следует заметить, что при высоком уровне инжекции в слои  $d_1$  и  $d_2$  и при любых соотношениях

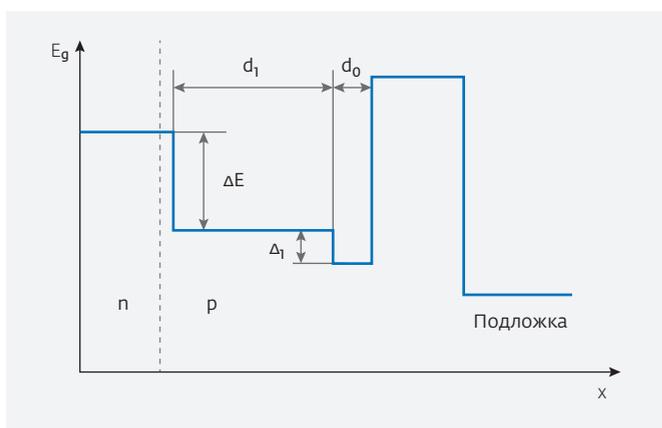
значения эффективной глубины

потенциальных ям всегда будут равны половине  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ .

Однако гетеробарьеры вокруг слоя  $d_0$  в слоях  $d_1$  и  $d_2$  будут равны  $\Delta_{C1} - \frac{\Delta_1}{2} < \frac{\Delta_1}{2}$  и  $\Delta_{C2} - \frac{\Delta_2}{2} < \frac{\Delta_2}{2}$ . Если проводимость активной области структур, представленных на рис.2, не р-, а п-типа, то при низком уровне инжекции гетеробарьеры вокруг слоя  $d_0$  окажутся ниже, чем в случае р-типа проводимости. Они будут равны  $\Delta_{V1}$  и  $\Delta_{V2}$  – разрывам валентных зон на левом и правом гетеропереходах слоя  $d_0$  соответственно. Например, для GaAlAs-структур  $\Delta_{V1}$  и  $\Delta_{V2}$  составляют примерно 35% от  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ . При высоком уровне инжекции потенциальная яма узкозонного слоя с высотой гетерограниц  $\frac{\Delta_1}{2}$  и  $\frac{\Delta_2}{2}$  окажется вообще без потенциальных барьеров в слоях  $d_1$  и  $d_2$ .

Проведенное рассмотрение показало, что в р-п-гетероструктурах с внутренним усилением инжекции активная область п-типа проводимости предпочтительнее, чем активная область р-типа. Цель дальнейшего расчета – нахождение зависимости потока рекомбинации носителей в области излучательной рекомбинации и в дополнительном узкозонном слое, который равен сумме  $I_0$ ,  $I_1$  и  $I_2$ , от потока внешней инжекции  $I_{инж}$ . Для этого необходимо решить стационарное уравнение для диффузии неосновных носителей в левой и правой частях области излучательной рекомбинации. Учитывая непрерывность потоков на гетерограницах узкозонного дополнительного слоя, потоки  $I_0$ ,  $I_1$  и  $I_2$  следует выразить через концентрацию носителей, например  $n_0$ . Положим, что поток носителей на гетеропереходе между правой частью области излучательной рекомбинации и широкозонным ограничивающим слоем равен нулю, а на гетерогранице между левой частью области излучательной рекомбинации и примыкающим к ней широкозонным слоем –  $I_{инж}$ . Такие вычисления проведены в [13].

Недостаток этого расчета состоит в том, что самопоглощение излучения в узкозонном слое, которое в обычных многопроходных гетероструктурах играет важную роль, не учитывается [1–3]. Чтобы выяснить влияние этого фактора в структурах с внутренним усилением инжекции, не усложняя расчеты, рассмотрим наиболее простую излучающую р-п-гетероструктуру (рис.3). Особенность этой структуры состоит в том, что толщина широкозонного слоя активной области больше диффузионной длины неосновных носителей в нем, т.е.  $d_1 > L_1$ . В этом случае можно считать, что все носители, инжектированные в слой  $d_1$ , полностью рекомбинируют в нем, не попадая в узкозонный слой. Излучение, возникающее в слое  $d_1$  от инжектированного тока и равное  $I_{инж} \cdot \beta_1$ , будет поглощаться в слое толщиной  $d_0$  с некоторым коэффициентом  $\omega_1$  (обобщенный параметр, учитывающий  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $d_0$ ,  $d_1$ , см. выражение 3) и генерировать поток неосновных носителей  $I_{01} = I_{инж} \cdot \beta_1 \omega_1$ . Часть носителей потока  $I_{01}$  рекомбинирует в слое  $d_0$ , а часть термически выбрасывается в широкозонный слой активной области толщиной  $d_1$ . При этом в слое  $d_1$  около гетероперехода с узкозонным слоем появляется ток рекомбинации носителей  $I_1$ . Поскольку  $d_1 > L_1$ , считаем, что носители рекомбинируют около гетероперехода с узкозонным слоем, не доходя до левой границы слоя  $d_1$ , т.е. все процессы происходят так, как это показано для гетероструктуры на рис.1. Кроме одного



**Рис.3.** Зонная диаграмма гетероструктуры с накоплением носителей заряда, имеющей поглощающую подложку. Штриховая линия обозначает возможное положение p-n-перехода

обстоятельства. Теперь следует учесть, что световой поток, возбуждаемый током  $I_0$  и равный  $I_0\beta_0$ , самопоглощается в слое  $d_1$  с коэффициентом  $\omega_0$ , создавая в нем поток неосновных носителей  $I_{00}=I_0\beta_0\omega_0$ . В установившемся режиме концентрации носителей  $n_0 = n(d_0)$  и  $n_1 = n(d_1)$  будут связаны соотношением (5). Токи рекомбинации  $I_0$  и  $I_1$  в слоях  $d_0$  и  $d_1$  соответственно теперь могут быть представлены как:

$$I_0 = I(d_0) = \Gamma n_0(n_0 + p_0)d_0 \text{ и } I_1 = I(d_1) = \Gamma n_1(n_1 + p_1)d_1, \quad (6)$$

где  $\Gamma$  - коэффициент пропорциональности. Тогда

$$\tau_0 = \frac{1}{\Gamma p_0} \text{ и } \tau_1 = \frac{1}{\Gamma p_1}. \quad (7)$$

С учетом выражения (5) получим следующее выражение для тока  $I_1$ :

$$I_1 = \Gamma n_0(n_0 + p_0)d_1 e^{-\frac{\Delta_1}{kT}}. \quad (8)$$

Из (6) и (8) получим:

$$I_1 = I_0 \frac{d_1}{d_0} e^{-\frac{\Delta_1}{kT}}. \quad (9)$$

В результате рекомбинации носителей ток  $I_1$  возбуждает поток излучения  $I_1\beta_1$ , который поглощается в слое  $d_0$  с коэффициентом  $\omega_1$ , создавая поток носителей  $I_{10}=I_1\beta_1\omega_1$ . В результате поглощения в слое  $d_0$  всех потоков излучения возникает поток инжектированных в слой  $d_0$  неосновных носителей, равный сумме  $I_{01}+I_{10}+I_{00}$ . Этот поток носителей заряда в свою очередь порождает потоки рекомбинации носителей  $I_0$  и  $I_1$ , которые

в сумме равны указанному выше потоку инжекции в этот слой:

$$I_{01} + I_{10} + I_{00} = I_0 + I_1. \quad (10)$$

Подставляя в (10) значения слагаемых с учетом выражений (6) и (8), найдем значение  $n_0$  через ток инжекции  $I_{инж}$  для случая низкого уровня инжекции. Это делается для упрощения расчета. Конечный результат будет справедлив для любого уровня инжекции. Получим:

$$n_0 = \frac{I_{инж} \beta_1 \omega_1 \tau_1}{d_0 \left[ 1 - \beta_0 \omega_0 + \frac{d_1}{d_0} (1 - \beta_1 \omega_1) e^{-\frac{\Delta_1}{kT}} \right]}. \quad (11)$$

Полный поток рекомбинации в узкозонном и широкозонном слоях активной области p-n-гетероструктуры с внутренним усилением инжекции, который определяет накопление неосновных носителей в активной области и внешний квантовый выход, равен сумме:

$$I_{рек.} = I_{инж.} + I_0 + I_1 = I_{инж.} + I_0 + I_0 \frac{d_1}{d_0} e^{-\frac{\Delta_1}{kT}}. \quad (12)$$

Выражая  $I_0$  через  $n_0$  из уравнения (11), получим:

$$I_{рек.} = I_{инж.} \left[ 1 + \frac{\beta_1 \omega_1}{1 - \beta_0 \omega_0 + \frac{d_1}{d_0} (1 - \beta_1 \omega_1) e^{-\frac{\Delta_1}{kT}}} + \frac{\beta_1 \omega_1 \frac{d_1}{d_0} e^{-\frac{\Delta_1}{kT}}}{1 - \beta_0 \omega_0 + \frac{d_1}{d_0} (1 - \beta_1 \omega_1) e^{-\frac{\Delta_1}{kT}}} \right]. \quad (13)$$

Выражение (13) справедливо для любого уровня инжекции. Из него видно, что самопоглощение излучения в узкозонном слое, определяемое произведением  $\beta_0\omega_0$ , приводит к увеличению  $I_{рек}$  и, следовательно, к увеличению накопленных носителей заряда в активной области гетероструктуры. В выражении (13)  $d_1$  фактически эквивалентно  $L_1$  - диффузионной длине неосновных носителей. Первое слагаемое в выражении (13) отражает инжекцию носителей через p-n-переход в слой толщиной  $d_1$  и рекомбинацию их в этом слое. Второе слагаемое - рекомбинацию носителей, возникших в слое  $d_0$ . Третье слагаемое - инжекцию носителей из слоя  $d_0$  в слой  $d_1$  и рекомбинацию их в этом слое на границе гетероперехода со слоем  $d_0$ . Показателем, определяющим накопление носителей заряда в гетероструктуре, является то, что сумма в скобке в выражении (13) превосходит единицу. Это эквивалентно выражению:

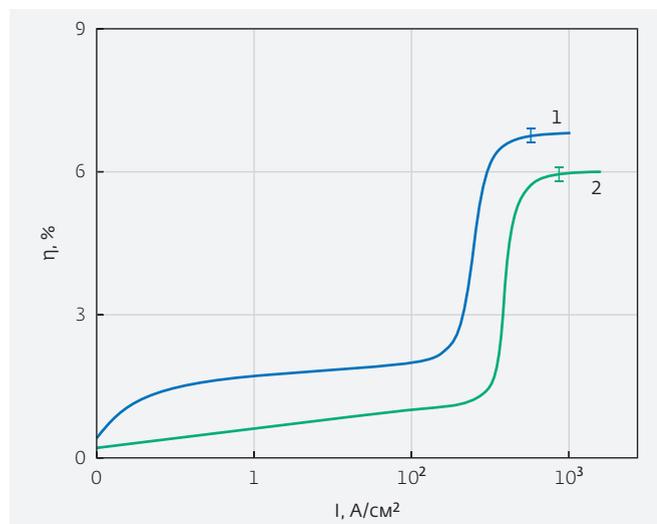
$$\beta_1 \omega_1 \left[ 1 + \frac{d_1}{d_0} e^{-\frac{\Delta_1}{kT}} \right] > 0. \quad (14)$$

Таким образом, очевидно, что в гетероструктуре с внутренним усилением инжекции при любых параметрах слоев излучающей области происходит усиление инжекции независимо от наличия или отсутствия поглощающей ростовой подложки. Важным показателем накопления носителей является третье слагаемое в выражении (13). Накопление можно считать существенным, если третье слагаемое превзойдет единицу, что эквивалентно выражению:

$$(2\beta_1\omega_1 - 1) \frac{d_1}{d_0} e^{\frac{\Delta_1}{kT}} > 1 - \beta_0\omega_0. \quad (15)$$

Выражение (15) справедливо, если  $\beta_1\omega_1$  больше 0,5. Из этого выражения видно, что значительное накопление носителей можно получить при высоких значениях внутреннего квантового выхода  $\beta_0$  и  $\beta_1$  в слоях активной области  $d_0$  и  $d_1$  соответственно, а также при близких к единице коэффициентах  $\omega_0$  и  $\omega_1$  (особенно  $\omega_1$ ). Это лучше достигается в активной области n-типа, в которой энергия активации примесных центров доноров не превышает 5–6 мэВ, тогда как энергия активации акцепторов в активной области р-типа составляет 30–40 мэВ.

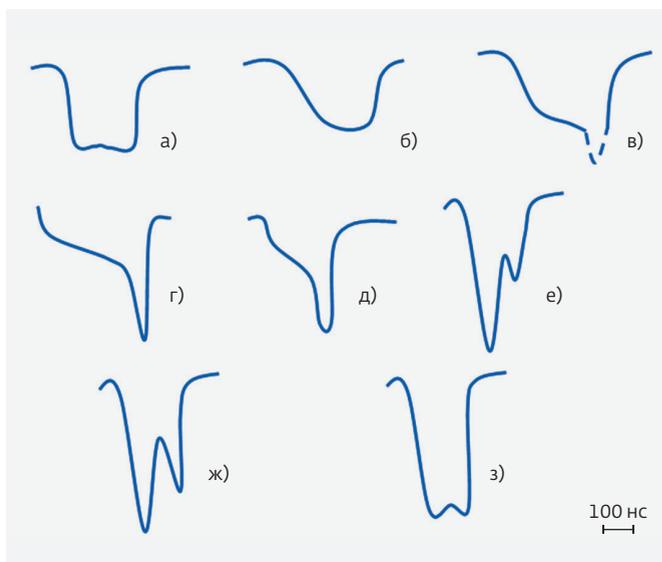
При высоком уровне инжекции в слоях активной области, когда происходит переход на квадратичную рекомбинацию носителей, значения  $\beta_0$  и  $\beta_1$  близки к единице. Однако в случае активной области n-типа эффект самоохладения узкозонного слоя окажется меньше, чем в случае области р-типа. Кванты излучения из активной n-области имеют большую энергию, которую при поглощении в узкозонном слое они передают электронно-дырочным парам. Выброс таких пар в широкозонный слой теперь происходит с меньшими тепловыми затратами. В активной области с толщиной слоев  $d_0$  и  $d_1$  микронных размеров переход на квадратичную рекомбинацию носителей должен происходить при плотностях тока более  $10^2$  А/см<sup>2</sup>. Именно такой случай нами наблюдался экспериментально (рис.4). На рисунке показаны зависимости от плотности тока внешнего квантового выхода GaAlAs р-п-гетероструктуры с внутренним усилением инжекции и не удаленной GaAs-подложкой. Переход на высокий уровень инжекции в активной области приводит к быстрому росту внешнего квантового выхода до 5–7% при плотностях тока  $1,5 \cdot 10^2$  А/см<sup>2</sup>. Таких внешних квантовых выходов из плоских образцов обычных, многопроходных р-п-гетероструктур ранее не наблюдалось. Оптимистические оценки с помощью формулы (13) внешнего квантового выхода гетероструктур



**Рис.4.** Зависимости внешнего квантового выхода от тока инжекции носителей заряда в активной области. 1 –  $d_1 \approx 7$  мкм,  $d_0 = 1,5\text{--}2$  мкм,  $\Delta_1 = 30\text{--}40$  мэВ; 2 –  $d_1 \approx 5$  мкм,  $d_0 = 1,5\text{--}2$  мкм,  $\Delta_1 = 50\text{--}60$  мэВ

с активной n-областью дают значения 9–12%. Структуры с подложкой могут оказаться пригодными для применения в светодиодах большой мощности. Тем не менее из рис.4 видно, что фактор уменьшения высоты барьера  $\Delta_1$  (см. выражение 14), видимо, сыграл существенную роль в резком увеличении внешнего квантового выхода и уменьшении плотности тока кривой 1. Такое поведение ватт-амперной характеристики излучателя также можно отнести к особенностям р-п-гетероструктуры с внутренним усилением инжекции.

Уменьшить плотности тока, соответствующие переходу на высокие внутренний и внешний квантовые выходы, при доступной нам технологии можно за счет уменьшения толщины слоев  $d_0$  и  $d_1$ . Но это целесообразно делать в многопроходной р-п-гетероструктуре с внутренним усилением инжекции. Внешний квантовый выход светодиодов мезоконструкции, выполненных на основе прототипов многопроходных GaAlAs р-п-гетероструктур с внутренним усилением инжекции, превышал 60% [9]. Эти светодиоды имели малый объем, и их можно считать аналогами тонкопленочных светодиодов [15, 16]. В тонкопленочных излучателях удастся значительно уменьшить поглощение излучения на свободных носителях в полупроводниковых слоях и увеличить внешний квантовый выход таких излучателей. В гетероструктурах с внутренним усилением инжекции как с поглощающей подложкой, так и без нее в пространстве между узкозонным слоем и световыводящей поверхностью,



**Рис.5.** Изменение во времени формы лазерных импульсов при постепенном увеличении плотности тока через образец с  $\sim 1,2$  до  $\sim 1,9$  кА/см<sup>2</sup>: а – импульс тока, б – импульс спонтанного излучения, в–з – импульсы фотоприемника. Штрихами показано не- устойчивое лазерное излучение вблизи лазерного порога

противоположной поглощающей GaAs-подложке, частично может наблюдаться многопроходность и реализовываться эффект, присущий тонкопленочным светодиодам.

Внешний квантовый выход инжекционных лазеров на основе аналогичных прототипов многопроходных p-n-гетероструктур составил  $\sim 70\%$  при 300К [10]. Подобные лазеры, но на p-n-гетероструктурах с подложкой, имели в два-три раза меньшие пороговые токи по сравнению с лазерами с аналогичными свойствами, активная область которых состояла из одного узкозонного слоя. Здесь была выявлена еще одна особенность работы излучателя на основе гетероструктуры с внутренним усилением инжекции. Лазерное излучение возникало на вершине относительно мощного импульса спонтанного излучения перед его задним фронтом. При дальнейшем увеличении амплитуды питающего электрического импульса импульс лазерного излучения расширялся и возрос по амплитуде. Дальнейшее увеличение амплитуды электрического импульса приводило к возбуждению лазерного импульса на начальном участке электрического импульса и срыву его на конечном участке. При дальнейшем увеличении амплитуды электрического импульса в течение действия одного импульса возникали два лазерных

импульса. Еще большее увеличение тока приводило к исчезновению колебаний (релаксационных) на вершине лазерного импульса (рис.5).

В результате значительного уменьшения времени жизни неосновных носителей заряда в узкозонном слое при переходе в нем к лазерному режиму излучательной рекомбинации уменьшается концентрация носителей заряда. Это приводит к уменьшению выброса этих носителей в широкозонный слой и теперь уже к уменьшению концентрации носителей в нем. В результате сокращается подпитка узкозонного слоя носителями за счет поглощения излучения из широкозонного слоя, лазерная генерация срывается. Гетероструктура возвращается в режим спонтанного излучения, время жизни неосновных носителей в узкозонном слое возрастает, и начинается новый цикл увеличения концентрации носителей заряда в активной области, приводящий к новой лазерной генерации. Таким образом возникают релаксационные колебания. В электрической цепи питания лазера при этом возникает электрический импульс, что обусловлено изменением проводимости активной области при уменьшении в ней концентрации носителей заряда. Частота колебаний зависит от толщины, уровня легирования, числа слоев активной области и от ширины запрещенных зон этих слоев. Степень самоохладения узкозонного слоя и нагрева широкозонного слоя активной области также зависит от перечисленных выше параметров гетероструктуры.

Следует отметить, что гетероструктуру можно изготовить так, чтобы многопроходность и описанные явления происходили в минимальном объеме между узкозонным слоем активной области и световыводящей поверхностью, которая противоположна поглощающей GaAs-подложке. Тогда степень попадания спонтанного излучения на поглощающую ростовую подложку минимальна. В этом случае в нетонкопленочной гетероструктуре реализуется эффект, присущий тонкопленочным излучателям. Здесь также удастся избежать излишнего поглощения излучения на свободных носителях и увеличить внешний квантовый выход излучателя на основе гетероструктуры с внутренним усилением инжекции.

На гетероструктуры с внутренним усилением инжекции нами подана заявка на патентование и получено положительное решение [17].

\* \* \*

Проведенное рассмотрение показало, что введение в активную область гетероструктуры узкозонных

слоев может увеличить процессы переизлучения, повысить накопление носителей заряда в активной области и увеличить внешний квантовый выход. Причем значительное увеличение внешнего квантового выхода возможно даже в гетероструктурах с поглощающей подложкой. Взаимодействие фотонов, электронов и фононов приводит к самоохлаждению узкозонных слоев активной области, которое может способствовать увеличению внутреннего квантового выхода в активной области, понижению лазерного порога, облегчению теплоотвода. Кроме того, в районе лазерного порога обнаружались электрические и световые релаксационные колебания, частотой и интенсивностью которых можно управлять путем изменения числа слоев активной области, уровня их легирования и ширины запрещенной зоны. Гетероструктуру можно изготовить так, чтобы многопроходность и все описанные явления происходили в минимальном объеме между узкозонным слоем активной области и световыводящей поверхностью. В этом случае в нетонкопленочной гетероструктуре реализуется эффект тонкопленочной структуры, что приводит к увеличению внешнего квантового выхода излучателя на основе такой гетероструктуры. Все эти явления представляют научный и практический интерес и нуждаются в дальнейших исследованиях как для повышения внешнего квантового выхода излучающих приборов, так и для улучшения других их параметров.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Халфин В.Б., Гарбузов Д.З., Давидюк Н.Ю.** Многопроходные структуры I. Спектральные и угловые характеристики излучения. – ФТП, 1976, т.10, вып.8, с.1490-1496.
2. **Алферов Ж.И., Агафонов В.Г., Гарбузов Д.З., Давидюк Н.Ю., Ларионов В.Р., Халфин В.Б.** Многопроходные структуры II. Внешний квантовый выход излучения. – ФТП, 1976, т.10, вып.8, с.1497-1506.
3. **Гарбузов Д.З., Ермакова А.Н., Румянцев В.Д., Трукан М.К., Халфин В.Б.** Многопроходные структуры III. Эффективное время жизни неравновесных носителей. – ФТП, 1977, т.11, вып.4, с.717-725.
4. А.с. №1111645 СССР от 03.05.1984 г. (приоритет от 01.10.1982 г.). Излучательная многопроходная гетероструктура. Оpubл. 2012 г.
5. А.с. №1163777 СССР от 22.02.1985 г. (приоритет от 12.04.83 г.). Излучательная полупроводниковая гетероструктура. Оpubл. 2012 г.
6. А.с. №1157994 СССР от 22.11.1985 г. (приоритет от 12.04.1983 г.). Полупроводниковая излучательная многопроходная гетероструктура. Оpubл. 2012.
7. А.с. №1165211 СССР от 01.03.1985 г. (приоритет от 01.12.1982 г.). Полупроводниковая излучающая многопроходная гетероструктура. Оpubл. 2012.
8. А.с. №1387821 СССР от 08.12.1987 г. (приоритет от 10.12.1984 г.). Излучательная многопроходная гетероструктура. Оpubл. 2012 г.
9. **Бекирев У.А., Галченков Д.В., Гранкин М.А., Ершова Г.В., Инкин В.Н., Малышкин М.А.** Физические явления в излучающих гетероструктурах с неоднородным составом в активной области. – Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции "Физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах". Минск, 1986, с.136-137.
10. **Бекирев У.А., Галченков Д.В., Гранкин М.А., Потапов Б.Г.** Высокоэффективные решетки лазеров на основе многопроходных p-n-гетероструктур с внутренним усилением инжекции. – Тезисы докладов V Всесоюзной конференции "Физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах". Калуга, 1990, т.11, с.83-84.
11. **Бекирев У.А.** Самоохлаждение активной области излучающих гетероструктур. – ПерСт (Перспективные Технологии), 1996, т.3, вып.7/8, с.5-6.
12. **Бекирев У.А., Крюков В.Л., Потапов Б.Г., Приходько П.С., Сидорова Л.П., Скипер А.В.** Быстродействие светодиодов на основе многопроходных гетероструктур с внутренним усилением инжекции. – Естественные и технические науки, 2011, №6, с.67-74.
13. **Бекирев У.А., Крюков В.Л., Купченко Л.Л., Потапов Б.Г., Скипер А.В., Стрельченко С.С.** Гетероструктуры с внутренним усилением инжекции. – Естественные и технические науки, 2012, №4, с.67-82.
14. **Бекирев У.А., Сурис Р.А.** Сверхинжекция в структурах с разделенными гетеро- и p-n-переходами. – ФТП, 1979, т.13, вып.8, с.1592-2000.
15. **Bergenek K., Wiesmann Ch., Wirth R., O'Faolain L., Linder N., Streubel K., Krauss T.F.** Enhanced light extraction efficiency from AlGaInP thin-film light-emitting diodes with photonic crystals. – Appl. Phys. Lett., 2008, 93, 041105; – doi:10.1063/1.2963030 – p.3.
16. Thin-film chips are revolutionizing LED technology. – www.osramos.com/osram\_os/EN/News\_Center/Spotlights/Success\_Stories/The\_only\_way\_is\_up!.html
17. Заявка №2012138772/28(062740), Россия. Излучающие гетероструктуры с внутренним усилением инжекции/Бекирев У.А., Потапов Б.Г. Положительное решение ФИПС 2013 г.