

## ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ InAs В УСЛОВИЯХ МАГНИТНОЙ ИНЖЕКЦИИ

Малютенко В. К., Яблоновский Е. И., Савченко А. П.,  
Билинец Ю. Ю., Кабаций В. Н.

Представлены результаты экспериментального исследования рекомбинационной люминесценции  $p$ -InAs при «магнитной» инжекции носителей заряда в излучающую область кристалла (магнитоцентрационный эффект). Такой способ «накачки» позволяет реализовать как положительную, так и отрицательную люминесценцию.

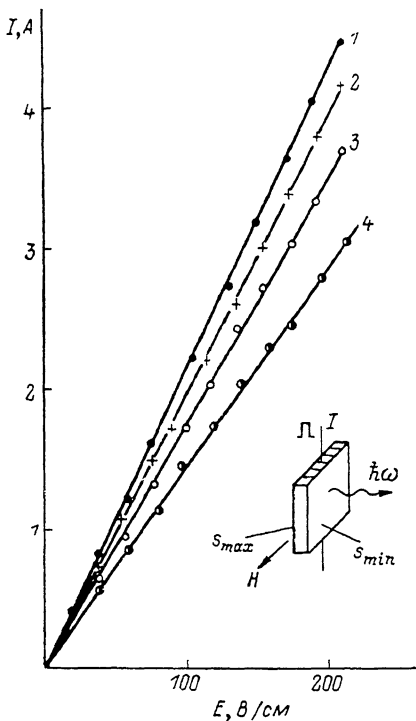
Показано, что магнитная инжекция имеет существенные преимущества по сравнению со стандартным механизмом инжекции через  $p$ - $n$ -переход и может быть рекомендована для практических целей. Помимо значительной мощности излучения в области пропускания атмосферного окна такой магнитосветодиод может служить источником негативного светового контраста.

1. Спектр излучения инжекционных светодиодов из InAs совпадает с окном прозрачности атмосферы (3–5 мкм), а также с полосами оптического поглощения некоторых промышленных газов, загрязняющих окружающую среду. Мощности люминесценции  $\Delta P$ , особенно в импульсном режиме и при низких рабочих температурах  $p$ - $n$ -перехода ( $T \sim 77$  К), таковы, что легко детектируются стандартными фотоприемниками. Приемлемым для многих целей оказывается и их быстродействие ( $\tau \sim 10^{-7}$  с). Это обстоятельство обуславливает интерес к светодиодам как источникам излучения в системах оптической обработки информации и приборах газового анализа атмосферы.

Перестройка спектра излучения осуществляется изменением температуры:  $\lambda = 2.85$  мкм при 77 К и  $\lambda = 3.65$  мкм при 300 К (InAs имеет отрицательный температурный коэффициент ширины запрещенной зоны). Нагревание, однако, вызывает и нежелательный эффект — значительное снижение мощности излучения ( $\Delta P_{77\text{ К}}/\Delta P_{300\text{ К}} \sim 10$ ). Это обстоятельство затрудняет работу со светодиодами при комнатной температуре и практически исключает их применение при более высоких температурах. Дальнейшее «продвижение» к длинноволновому краю окна прозрачности возможно с использованием других материалов, например четырехкомпонентных твердых растворов  $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$  [1]. В настоящем сообщении обсуждается иное решение. Будет показано, что использование излучателей из InAs, принцип действия которых основан на безбарьерной (однородный материал) инжекции электронно-дырочных пар в активную область, позволяет значительно повысить рабочую температуру излучателя, мощность излучения и в то же время переместить спектр излучения к длинноволновому краю окна пропускания.

2. Снижение интенсивности излучения инжекционных светодиодов при «продвижении» в ИК область спектра обусловлено ухудшением инжекционной способности  $p$ - $n$ -перехода: при  $E_g \sim kT$  ( $E_g$  — ширина запрещенной зоны материала) тепловая генерация носителей и их высокая кинетическая энергия «размывают»  $p$ - $n$ -переход. Возрастает также конкурирующий с излучением безызлучательный механизм оже-рекомбинации носителей тока. В результате объемный квантовый выход  $\eta$  излучательной рекомбинации, например, в InAs при 300 К не превышает 20 %, а в InSb — менее 6 %. В таких условиях представляет интерес использование «магнитной» инжекции носителей тока в области

излучающей грани, основанной на магнитоцентрированном эффекте. Так, при помещении полупроводниковой пластины с омическими контактами в скрещенные электрическое  $E$  и магнитное  $H$  поля (поля лежат в плоскости пластины; см. вставку на рис. 1) пространственное распределение биполярной компоненты электронно-дырочной плазмы становится неоднородным. Поперечный дрейф носителей, вызванный силой Лоренца, концентрирует их у одной из граней кристалла, степень поверхностного обогащения определяется величиной дрейфового потока, состоянием поверхности и механизмом рекомбинации. Если исследуемая поверхность характеризуется малой скоростью поверхностной рекомбинации  $s_{\min}$ , то даже в условиях нелинейной рекомбинации удастся обеспечить значительное поверхностное обогащение. Интересно отметить, что



источником избыточных неравновесных носителей в описываемой ситуации является термическая генерация в объеме и на тыльной грани кристалла. Вот почему в отличие от инжекционного механизма высокие температуры для магнитной инжекции оказываются предпочтительными. Немаловажным является и то обстоятельство, что область обогащения располагается непосредственно у поверхности кристалла (ее толщина сравнима со сжатой диффузионной длиной),  $L_{сж} = L_0/\gamma$ ,  $L_0 = \sqrt{D\tau}$ ,  $\gamma \sim EH \gg 1$ , поэтому самопоглощение излучения сказывается слабее, чем в  $p-n$ -переходе.

И еще на одну особенность магнитной инжекции следует обратить внимание. В условиях истощения (дрейф электронно-дырочной плазмы к тыльной грани с  $s_{\max}$ ) мощность излучения кристалла  $P$  становится ниже мощности его теплового излучения

Рис. 1. Вольтамперные характеристики  $p$ -InAs в поперечном магнитном поле при 360 К.

$H$ , кОэ: 1 — 0, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 20. На вставке — схема эксперимента.

$P_0$ , так что величина измеряемого сигнала  $\Delta P = P - P_0 < 0$  (отрицательная люминесценция,<sup>1</sup> при полном истощении  $\Delta P \approx -P_0$ ), и исследуемая грань становится источником излучения с негативным контрастом.

3. Исследования выполнены на пластинах ( $d \sim 100$  мкм)  $p$ -InAs ( $N_a - N_d = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>). Одна из широких граней, с которой наблюдалось излучение, подвергалась травлению в смеси  $5HNO_3 : 1HF : 1CH_3COOH$  и характеризовалась невысоким значением скорости поверхностной рекомбинации  $s_{\min}$ . Тыльная поверхность полировалась мелкодисперсным алмазным порошком, что обеспечивало намного большее значение  $s_{\max}$  ( $s_{\max}/s_{\min} > 10^2$ ) и, следовательно, эффективную тепловую генерацию носителей в условиях поперечного дрейфа. Легированный дырочный материал выбран из следующих соображений. Во-первых, подвижность дырок  $\mu_p$  намного меньше подвижности электронов  $\mu_n$ , что позволяет значительно снизить величину потребляемого тока. Во-вторых, поскольку  $p_0 \gg n_i \gg n_0$ , в широком диапазоне концентраций неравновесных пар вблизи поверхности ( $\Delta p = \Delta n < p_0$ ) рекомбинационный поток оставался линейным по уровню возбуждения.

В эксперименте магнитное поле было постоянным и не превышало  $H = 2 \times 10^4$  Э, электрическое поле во избежание джоулева разогрева прикладывалось

<sup>1</sup> Подробное описание явления отрицательной люминесценции в полупроводниках см. в [2], там же содержатся ссылки на более ранние работы.

к образцам в виде импульсов длительностью  $2 \cdot 10^{-6}$  с. Эксперимент выполнялся при  $T \geq 300$  К.

Вольтамперные характеристики (ВАХ) кристалла в поперечном магнитном поле представлены на рис. 1. В отличие от подробно описанных в литературе нелинейных ВАХ кристаллов с собственной проводимостью (нелинейность поперечного дрейфа) в нашем случае ВАХ практически линейны, а возрастание сопротивления кристалла в магнитном поле можно объяснить обычным магнитосопротивлением (величина тока не зависит от знака поля  $H$ ). Линейность ВАХ свидетельствует о том, что если в кристалле и формируется неоднородность в распределении электронно-дырочных пар (см. вставку на рис. 2),

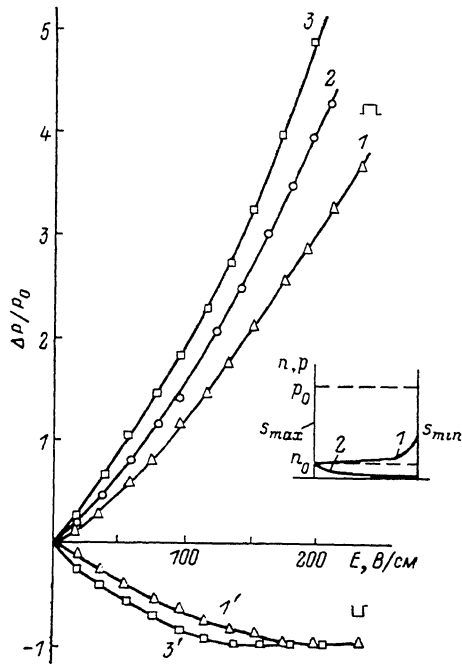


Рис. 2. Полевые зависимости люминесценции  $p$ -InAs при 360 К.

$H$ , кЭ: 1, 1' — 5; 2 — 10; 3, 3' — 20. 1—3 — положительная люминесценция; 1'—3' — отрицательная люминесценция. На вставке — пространственное распределение носителей заряда в пластине. Штриховые линии — равновесное распределение, сплошные — в условиях «магнитной» инжекции при двух направлениях поля  $H$ .

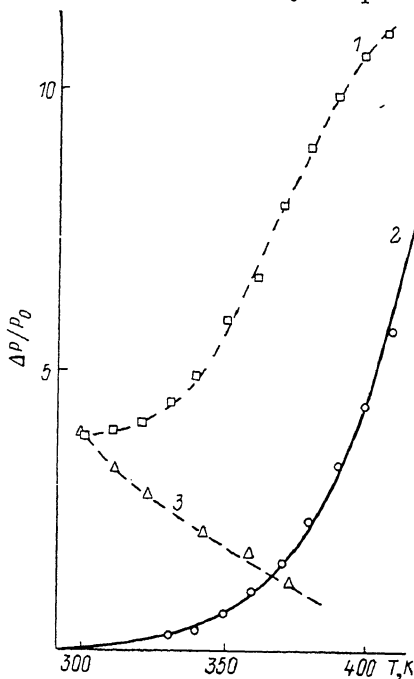


Рис. 3. Температурная зависимость мощности люминесценции  $p$ -InAs.

1 — положительная люминесценция при  $H=10$  кЭ,  $E=100$  В/см; 2 — отрицательная люминесценция (величина сигнала области насыщения) при 360 К. Точки — эксперимент, сплошная линия — теория. 3 — люминесценция светодиода с  $p$ - $n$ -переходом.

то в каждой точке кристалла их концентрация значительно ниже величины  $N_a - N_d$ , и поэтому полная проводимость определяется преимущественно дырочной компонентой.

Иной вид имеют полевые зависимости интенсивности люминесценции, наблюдаемой с грани с  $s_{\min}$  (рис. 2). Во-первых, люминесценция возникает только в магнитном поле, что свидетельствует об изменении приповерхностной концентрации носителей тока (в прямозонном полупроводнике толщина излучающей области не превышает нескольких микрон из-за сильного самопоглощения междузонного излучения, такого же порядка в наших экспериментах при  $E > 10^2$  В/см и сжатая диффузионная длина). Во-вторых, полевые зависимости сигнала (в отличие от ВАХ) определяются направлением магнитного поля. При локализации неравновесных пар у освещаемой грани имеет место обычная инжекционная люминесценция, сверхлинейная зависимость сигнала от поля  $E$  (при  $H = \text{const}$ ) свидетельствует о линейной рекомбинации носителей тока, характерной для слабого обогащения ( $\Delta p = \Delta n \ll p_0 = N_a - N_d$ ). Уход биполярной компоненты плазмы от излучающей поверхности в глубь кристалла

(противоположное направление  $H$ ) сопровождается отрицательной люминесценцией, амплитуда сигнала имеет тенденцию к насыщению с ростом поля.

4. Оценим мощность сигнала магнитолюминесценции в высокотемпературной области ( $T \geq 300$  К). Как известно [2], насыщение полевой зависимости отрицательной люминесценции свидетельствует о том, что мощность модулированного сигнала достигает мощности равновесного излучения  $\Delta P = -P_0$  (полное «запирание» зона-зонного излучения). Величина  $P_0$  определяется температурой и шириной запрещенной зоны материала, и по сути это интеграл формулы распределения Планка для черного тела (с учетом отражения) в спектральном диапазоне  $E_g \leq \hbar\omega \leq \infty$ .<sup>2</sup> По нашим оценкам, при  $T=360$  К  $P_0 \approx 3 \cdot 10^{-4}$  Вт/см<sup>2</sup>. Температурная зависимость максимального сигнала отрицательной люминесценции представлена на рис. 3. Там же приведена температурная зависимость сигнала положительной люминесценции, амплитуда которого нормирована известной величиной  $P_0$ , для двух типов инжекции: безбарьерной магнитной инжекции (кривая 1) и инжекции через  $p-n$ -переход (кривая 3).

Как видим, магнитная инжекция неравновесных носителей в излучающий слой пластины InAs с омическими контактами в области высоких температур имеет существенные преимущества по сравнению со стандартным механизмом инжекции через  $p-n$ -переход и может быть рекомендована для практических целей [4, 5]. Описанный излучатель характеризуется значительной мощностью излучения в окне пропускания атмосферы, высоким быстродействием, простотой изготовления, может служить источником не только положительного ( $\Delta P > 0$ ), но и негативного ( $\Delta P < 0$ ) световых контрастов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Ерина Н. П., Зотова Н. В., Матвеев Б. А., Стусь Н. М., Талалахин Г. Н., Абишев Т. Д. — Письма ЖТФ, 1983, т. 9, в. 7, с. 391—395.
- [2] Malyutenko V. K., Bolgov S. S., Yablonsky E. I. — Infr. Phys., 1985, v. 25, N 1/2, p. 115—119.
- [3] Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И. — ФТП, 1983, т. 17, в. 2, с. 208—212.
- [4] Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И. — А. с., № 1023676. Оpubл. в БИ, № 22, 1983.
- [5] Morimoto T., Chiba M. — Japan. J. Appl. Phys., 1984, v. 23, N 11, p. L821—L823.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Получена 12.05.1987  
Принята к печати 21.07.1987

---

<sup>2</sup> Вывод и окончательное выражение для  $P_0$  см. в [3].