

УДК 621.375.826

УВЕЛИЧЕНИЕ ПАДЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ В ИНЖЕКЦИОННОМ ЛАЗЕРЕ ПОД ВЛИЯНИЕМ ВНЕШНЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

*К. Б. Дедушенко, М. В. Зверков,
А. Н. Мамаев*

Представлены некоторые результаты исследования влияния внешней оптической обратной связи на падение напряжения в инжекционных лазерах на основе Ga—Al—As. Получено, что для этих лазеров характерным является уменьшение напряжения при введении внешней связи на величину порядка 1 мВ. Однако в серии лазеров, излучающих в области спектра 0.76 мкм, обнаружено необычно большое увеличение падения напряжения до 25 мВ. Эффект объясняется присутствием большого тока утечки электронов из активной области лазера.

Исследование электрических характеристик полупроводниковых инжекционных лазеров представляет большой практический интерес при использовании этих лазеров в системах считывания информации, записанной на оптических дисках. В таких системах полупроводниковый лазер может служить не только источником излучения, но и его приемником, поскольку возвращение в активную область света, отраженного от поверхности диска, т. е. внешняя оптическая обратная связь (ВООС), вызывает изменение параметров лазера, в том числе изменение падения напряжения на нем. Такой принцип регистрации сигналов впервые был предложен в работе [1]. Использование лазера как приемника собственного излучения весьма привлекательно, так как позволяет уменьшить массу считывающего устройства, а значит, упростить сервопривод, расширяет возможности создания многоканальных устройств.

Уже в одной из первых экспериментальных работ [2] было обнаружено, что полярность изменения напряжения на лазере при введении внешней обратной связи (оптоэлектронный сигнал) может быть как отрицательной, так и положительной. Там же были отмечены характерные особенности поведения оптоэлектронного сигнала: его возрастание при увеличении количества возвращаемого излучения; существование такого тока, при котором для данного уровня ВООС величина сигнала максимальна. В [3] получена корреляция между знаком сигнала и изменением дифференциального сопротивления. Причины изменения напряжения при введении ВООС подробно рассмотрены в [4]. Вместе с тем полученные до сих пор значения сигнала не превышали нескольких единиц милливольт, что недостаточно для практических применений. Оценки показывают необходимость иметь величину сигнала не менее 5—10 мВ. В данной работе сообщается о некоторых результатах измерения падения напряжения под влиянием ВООС в лазерах на основе гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As$, излучающих в инфракрасной (0.86—0.88 мкм) и крайней красной (0.76 мкм) областях спектра, и об обнаружении необычно большого увеличения падения напряжения при введении ВООС в «красных» лазерах.

Исследовались диоды с полосковой геометрией активной области, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре. Излучение лазера собиралось микрообъективом и направлялось на внешнее зеркало с коэффициентом отражения 90 %, находящееся на расстоянии 30 см, на котором фор-

мировалось изображение ближней зоны. Прерывание ВООС с частотой 1.2 кГц осуществлялось вращающимся диском с отверстиями, помещавшимся на пути светового пучка. Сигнал напряжения с лазера через узкополосный усилитель поступал на осциллограф. Изменение уровня ВООС достигалось при помощи светофильтров. Лазеры питались постоянным током от управляемого стабилизированного источника с выходным сопротивлением >1 кОм. Мощность излучения измерялась калиброванным фотодиодом. Исследовавшиеся образцы в рабочем диапазоне токов имели за порогом генерации линейную зависимость световой мощности от тока накачки.

Эксперименты показали, что образцы, различающиеся параметрами: размерами активной области, легированием и т. п. дают разные значения оптоэлектронного сигнала. Наиболее характерными являются уменьшение порога при введении ВООС на $\sim 10\%$ и изменение напряжения на лазере на величину

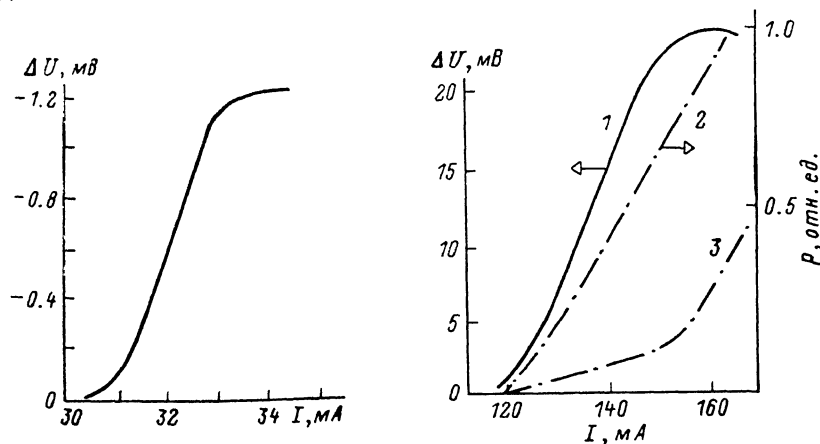


Рис. 1. Оптоэлектронный сигнал как функция тока накачки лазера, генерирующего на длине волны вблизи 0.86 мкм.

Рис. 2. Зависимость оптоэлектронного сигнала (1) и излучаемой мощности с внешней оптической обратной связью (2) и без нее (3) от тока накачки для одного из лазеров, генерирующих на длине волны вблизи 0.76 мкм.

менее 3 мВ, причем полярность сигнала отрицательная, т. е. напряжение на лазере при введении ВООС уменьшается. Типичная зависимость прироста напряжения ΔU при включении ВООС от тока накачки для лазеров, генерирующих в области 0.86 мкм, показана на рис. 1. Для серии образцов, генерирующих в области 0.76 мкм, поведение оптоэлектронного сигнала разительно отличалось: полярность была положительной, а его величина достигала 25 мВ при снижении порога на 20%. Длина волны излучения увеличивалась при этом на 3 нм. В интервале от порогового тока с ВООС I_p до собственного порога генерации I_0 напряжение увеличивалось прямо пропорционально току накачки, как показано на рис. 2. На этом рисунке приведены также зависимости световой мощности от тока. Дифференциальная квантовая эффективность под влиянием ВООС изменялась мало; в одних случаях она немного (на 10—15%) увеличивалась, в других несколько уменьшалась. При изменении уровня оптической связи было установлено, что оптоэлектронный сигнал ΔU линейно возрастает с ростом разности пороговых токов $\Delta I = I_0 - I_p$. При оптимальной настройке максимальное снижение порога под влиянием ВООС и соответствующие значения ΔU в разных образцах одной и той же серии были различными.

С ростом температуры собственный порог генерации увеличивался со скоростью $3.5 \text{ мА} \cdot \text{К}^{-1}$, величина сигнала не изменялась, а разность пороговых токов ΔI возрастала. На рис. 3 показана зависимость $\Delta U / \Delta I$ от температуры T для одного из образцов.

Падение напряжения на лазере определяется двумя слагаемыми. Протекание тока через слои, прилегающие к активной области со стороны контактов, приводит к падению напряжения в них. Вторым слагаемым является падение

напряжения в активной области, равное разности квазиуровней Ферми. Оптические потери под влиянием ВООС уменьшаются, что ведет к снижению порога и уменьшению разности квазиуровней Ферми. При этом длина волны из-за смещения максимума линии усиления увеличивается. Таким образом, изменение положения квазиуровней Ферми при включении ВООС должно приводить только к отрицательному сигналу. Эта составляющая сигнала растет по модулю в интервале токов от I_* до I_0 , так как усиление и разность квазиуровней Ферми в лазере с ВООС на пороге насыщаются, а без ВООС порог еще не достигается и разность квазиуровней растет с током. За собственным порогом она не изменяется.

При включении ВООС сопротивление прилегающих к активному слою слоев уменьшается из-за поглощения в них отраженного от внешнего зеркала излучения и генерации свободных носителей, и поскольку ток стабилизирован, напряжение на лазере уменьшается [4]. Следовательно, оба эффекта дают отрицательный сигнал. Они и определяют уменьшение напряжения при введении ВООС в обычном случае (рис. 1). Положительный сигнал может возникать при резко нелинейной зависимости мощности излучения от тока — при «кинках», когда введение внешней связи изменяет конфигурацию поля так, что потери и порог генерации возрастают. Однако в нашем случае, как указывалось, образцы имели линейную свет-токовую характеристику. Кроме того, ни ширина, ни положение светового пятна на зеркале лазера не изменялись. В [4] предложен механизм, объясняющий существование

положительной составляющей сигнала наличием тока утечки из активной области: инжектированные в нее электроны, имеющие энергию, превышающую энергию потенциального барьера на гетеропереходе, проникают в прилегающий пассивный P -слой, образуя ток утечки. Число носителей, способных преодолеть барьер, зависит от положения квазиуровня Ферми и изменяется при включении ВООС, изменяя ток утечки и тем самым падение напряжения в пассивном P -слое. В [4] для лазеров на двойной гетероструктуре были получены значения этой составляющей, не превышающие 1 мВ, и полный оптоэлектронный сигнал был отрицательным. Тем не менее ток утечки может давать существенно больший вклад в изменение напряжения.

Оценим влияние тока утечки из следующих соображений. Диффузия электронов из активной области приводит к появлению эдс в пассивном P -слое и изменяет его проводимость. Пусть расстояние от активного до контактного слоя l много меньше длины диффузии электронов. Тогда, считая, что плотность тока при его протекании через P -слой меняется мало, имеем [1]

$$Jpl = V + \mathcal{E}, \quad (1)$$

где J — плотность тока, V — падение напряжения в P -слое, $\rho = e^{-1}(\mu_n n_p + \mu_p p_p)^{-1}$ — его удельное сопротивление, e — заряд электрона; n_p, p_p — усредненные концентрации электронов и дырок; μ_n, μ_p — их подвижности; \mathcal{E} — эдс. Будем полагать далее, что равновесная концентрация электронов много меньше неравновесной. Обозначим концентрацию дырок в P -слое при термодинамическом равновесии p_{P0} . Из условия электронейтральности $p_P - p_{P0} = n_P$. Легко видеть, что $\mathcal{E} = \rho l J_y$, J_y — плотность диффузионного тока утечки электронов, равная, согласно [5], $e D n_y / l$, где D — коэффициент диффузии электронов $D = \mu_n kT / e$, k — постоянная Больцмана, n_y — концентрация неравновесных электронов в P -слое на его границе с активным слоем (точнее, на границе

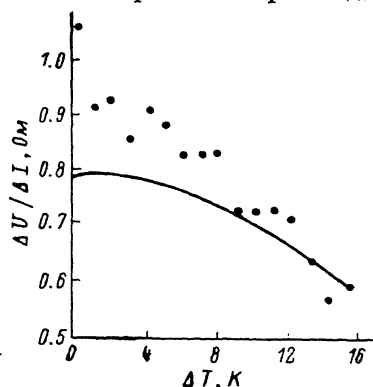


Рис. 3. Зависимость $\Delta U / \Delta I$ от температуры для лазера, излучающего на длине волны ~ 0.76 мкм. Сплошная линия — теоретическая кривая.

¹ Это уравнение выражает закон Ома для неоднородного участка цепи. Оно может быть получено из уравнения непрерывности.

области простраенного заряда). Приближенно полагаем $n_p \approx n_y/2$. В отсутствие вырождения [5]

$$n_y = N_{cP} \exp \left\{ \frac{1}{kT} (F_{nP} - E_{cP}) \right\} = N_{cP} \exp \left\{ \frac{1}{kT} [(F_{pP} - E_{cP}) - (F_p - E_v) + (F_n - E_c) - \Delta E_g] \right\}, \quad (2)$$

где N_{cP} — эффективная плотность состояний зоны проводимости в P -слое; ΔE_g — скачок ширины запрещенной зоны на гетерогранице; F_n , F_{nP} — квазиуровни Ферми электронов, а F_p , F_{pP} — дырок; E_c , E_{cP} — энергии дна зоны проводимости; E_v , E_{vP} — энергии потолка валентной зоны; дополнительным индексом « P » обозначены величины, относящиеся к P -слою. В P -слое $p_p \approx p_{p0}$, а в активной области при слабом легировании при больших прямых смещениях концентрация неравновесных носителей n много больше равновесной. Тогда (2) сводится к виду

$$n_y = N_{cP} \frac{N_{vP}}{N_v} \frac{n}{p_{p0}} \exp \frac{F_n - E_c - \Delta E_g}{kT}, \quad (3)$$

N_v , N_{vP} — эффективные плотности состояний валентной зоны в активном и пассивном слоях; n и F_n связаны через интеграл Ферми—Дирака. Формулы для эффективной плотности состояний как функции концентрации Al приведены в [5]. В стационарных условиях до порога генерации без ВООС n выражается через спонтанное время жизни в активной области τ и ее толщину d в виде

$$(J - J_y) \tau = end. \quad (4)$$

При генерации n стабилизируется и определяется усилением на пороге g , которое равно потерям в резонаторе α . Обычно принимается линейная зависимость

$$g = a\Gamma(n - n_0), \quad (5)$$

где Γ — фактор оптического ограничения; a , n_0 — постоянные. Для GaAs $a = 3 \cdot 10^{-16}$ см², $n_0 = 10^{18}$ см⁻³. С введением ВООС концентрация электронов в активной области падает до порогового уровня, изменяясь на величину Δn , а квазиуровень Ферми снижается на $\Delta F_n = (\partial F_n / \partial n) \Delta n$. Изменение падения напряжения в P -слое ΔV без учета вклада фотопроводимости, который сравнительно мал, находится из (1), (3)—(5), а для полного оптоэлектронного сигнала имеем $\Delta U = \Delta V + \Delta F_n / e$. При малых изменениях тока утечки и при $\mu_n \ll \mu_p$ из (1), (3), (4) получаем

$$\Delta V = - \frac{DN_{cP}N_{cP}}{\mu_p p_{p0}^2 N_v} \left(\Delta n + \frac{\Delta F_n}{kT} n \right) \left\{ \frac{nld(\mu_n + \mu_p)}{2D\tau\mu_p p_{p0}} + 1 \right\} \exp \left(\frac{F_n - E_c - \Delta E_g}{kT} \right). \quad (6)$$

Аналогичным образом можно получить выражение для вклада дырочного тока утечки, но он, как показывают оценки, заметно меньше электронного.

Как видно из (6), больших значений ΔV следует ожидать при слабом легировании P -слоя и при эффективной связи с внешним зеркалом, когда ее введение вызывает большое изменение концентрации электронов в активной области. В «красных» лазерах эффект влияния ВООС должен быть существенно больше, поскольку в них широкозонные слои содержат много алюминия, а эффективная плотность состояний N_{cP} с ростом его концентрации возрастает. Так, при $x=0.45$ она в 61 раз больше, чем при $x=0$.

В эксперименте длина волны у собственного порога генерации при введении ВООС возрастала на 3 нм, что отвечает смещению максимума линии усиления на 7 мэВ. Соответствующее изменение концентрации электронов, найденное по этому смещению на основе результатов расчетов Стерна [6] для GaAs (1), составляет $2 \cdot 10^{17}$ см⁻³, а $\Delta F_n = 8$ мэВ. Полагая потери в резонаторе равными 100 см⁻¹, при $\Gamma=0.2$, $d=0.25$ мкм, $p_{p0}=5 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $l=1$ мкм, концентрации Al в активной и пассивной областях $x=0.2$ и $x_p=0.4$, $\tau=10^{-9}$ с, $\mu_n=10^3$ см²×

$\times V^{-1} \cdot c^{-1}$, $\mu_p \approx 0.1 \mu_n$ [5] с учетом того, что при $x=0.2$ около 15 % от числа электронов находится не в прямой зоне и не участвует в вынужденном излучении, т. е. концентрация электронов, вычисленная по формуле (5) при указанных выше значениях a и n_0 , приблизительно на 15 % меньше по сравнению с фактической, из (1), (3)—(5) находим $\Delta U \approx +14$ мВ. Полученное значение служит лишь приближенной оценкой, поскольку точные значения некоторых использованных параметров неизвестны. Тем не менее оно показывает, что оптоэлектронный сигнал может быть положительным и достаточно большим.

На присутствие тока утечки указывает сравнительно высокая скорость роста порога с температурой. С увеличением температуры возрастает концентрация носителей, необходимая для достижения порогового усиления, и растет ток утечки. Разность пороговых токов ΔI также увеличивается, и изменение сопротивления, вызванное ВООС $\Delta U / \Delta I$, уменьшается, как показано на рис. 3, где наряду с экспериментальными значениями приведена расчетная зависимость, полученная из (1), (3)—(5). Для температурной зависимости концентрации электронов в активной области принято приближение $n = n_1 + (dn/dT) \Delta T$, где n_1 — начальное значение концентрации, ΔT — приращение температуры. При вычислении принято, что $dn/dT = 10^{16} K^{-1} cm^{-1}$, а площадь активной области равна $10^{-5} cm^2$.

Ток утечки на собственном пороге насыщается, и в соответствии с (1) при $I > I_0$ сигнал должен продолжать расти с током, хотя и гораздо медленнее. На опыте, однако, наблюдалось некоторое уменьшение ΔU , что, по-видимому, связано с изменением за собственным порогом спектральных характеристик (когерентности) излучения лазера и условий оптической связи с внешним зеркалом.

Таким образом, наблюдавшийся необычно большой положительный оптоэлектронный сигнал в лазерах, излучающих на длине волны ~ 0.76 мкм, вызван изменением тока утечки. Для практического применения таких лазеров в устройствах считывания информации с оптических дисков требуется проведение дальнейших исследований, направленных на оптимизацию лазерных структур для достижения максимальной величины сигнала.

Литература

- [1] Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 3, с. 1067—1078.
- [2] Mitsuhashi Y., Morikawa T., Sakurai K. et al. Opt. Commun., 1976, v. 17, N 1, p. 95—97.
- [3] Ву Ван Лык, Елисеев П. Г., Манько М. А. и др. Квант. электр., 1982, т. 9, № 9, с. 1825—1830.
- [4] Mitsuhashi Y., Shimada I., Mitsuoka S. IEEE J. Quantum. Electron., 1981, v. QE-17, N 7, p. 1216—1225.
- [5] Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981, т. 1. 299 с.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию
14 ноября 1986 г.