

УДК 621.373.826.038.825.5

ПАРАМЕТРЫ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ СХЕМЫ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ ПРИ ТОКАХ НИЖЕ ПОРОГОВОГО

Е. Д. Карих, А. Ф. Шилов

Теоретически и экспериментально исследованы параметры эквивалентной схемы AlGaAs ДГС лазеров при малых прямых смещениях. Учтено влияние эффекта переизлучения, электронных свойств структуры и механизмов тока на модуляционные характеристики. Предложены экспериментальные методики определения эффективной постоянной времени с использованием свойств эквивалентной схемы.

Инжекционный лазер является одним из важнейших компонентов систем волоконно-оптической связи, оптической локации и светодальнометрии. В [1] рассмотрено применение гетеролазеров в качестве активного элемента автодинных систем. Наряду с энергетическими характеристиками и модовым составом излучения определяющими для этих применений являются инерционные свойства лазера. В большинстве работ по модуляции исследовались импульсные характеристики. Это связано с лучшим отношением сигнал/шум в цифровых системах по сравнению с аналоговыми. С другой стороны, постоянная времени лазера является функцией тока [2, 3] и переходная характеристика дает ее усредненное значение. Это затрудняет физический анализ явлений. От указанного недостатка свободен метод, использующий питание лазера постоянным током или токовым импульсом с наложением гармонического измерительного сигнала малой амплитуды. В этом случае измеряемая постоянная времени соответствует заданному току.

Инерционность AlGaAs гетеролазеров в диапазоне токов от 60 миллиампер до $\sim 2 I_{\text{пор}}$ исследовалась фазовым методом в [3]. Показано, что время жизни неравновесных носителей заряда (НЗ) значительно снижается еще до порога генерации в режиме суперлюминесценции. Поскольку лазер является одновременно элементом электрической цепи, динамика излучения зависит и от свойств его эквивалентной схемы.

Целью работы являлось исследование параметров эквивалентной схемы лазеров на двойной гетероструктуре (ДГС) из AlGaAs в спонтанном режиме при токах от единиц миллиампер до 20 мА. Лазерные кристаллы представляли собой планарную пятислойную структуру с полосковым контактом шириной 10—15 мкм к *p*-области и широким омическим контактом к *n*-области. Длина резонатора 300—500 мкм. Активный слой из GaAs: Si ($5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) толщиной $\sim 0,4$ мкм и содержанием AlAs в пределах 0—5% имел проводимость *p*-типа. Широкозонные *N*- и *P*-эмиттеры ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x \approx 0,3$) легированы соответственно Te (10^{18} см^{-3}) и Ge ($5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). В целом кристаллы аналогичны исследованным в [3, 4]. Лазеры данной серии имели пороговые токи 110—160 мА, так что отношение $I/I_{\text{пор}}$ во всех случаях не превышало $\sim 0,18$. В этом диапазоне токов вкладом вынужденных переходов еще можно пренебречь [3] и электрические характеристики лазерной структуры играют основную роль.

Теоретические предпосылки. Уравнение непрерывности для ННЗ в активной области при малых уровнях возбуждения и линейном законе рекомбинации с учетом самопоглощения люминесценции имеет вид

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} - D_n \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} + \frac{n(x, t)}{\tau} - \Phi(x, t) = 0, \quad (1)$$

где $\Phi(x, t)$ — интегральный член, учитывающий генерацию ННЗ собственным излучением, D_n — коэффициент диффузии, τ — объемное время жизни электронов. Используя методы теории переноса излучения [5], можно показать, что для симметричной ДГС интегральный член равен

$$\Phi(x, t) = \frac{\eta_i}{2\tau} \int_0^\infty \alpha(E) \Theta(F) F(E) \left[\int_0^x n(v, t) W_1(x, v, E) dv + \int_x^d n(v, t) W_2(x, v, E) dv \right] dE, \quad (2)$$

где η_i — внутренний квантовый выход люминесценции, α — коэффициент поглощения, Θ — квантовый выход внутреннего фотоэффекта, E — энергия фотона, F — форм-фактор спонтанной линии, d — толщина активного слоя, W_1 и W_2 — функции, зависящие от оптических параметров структуры, явный вид которых мы не приводим ввиду громоздкости. Плоскость инжектирующего N - p -гетероперехода соответствует $x = 0$, а $x = d$ — ограничивающему p - P -гетеропереходу. При выводе (2) предполагалось, что d много меньше других линейных размеров активного слоя, чему соответствует и форма уравнения (1).

Толщина активной области исследуемых лазеров (0,4 мкм) много меньше диффузионной длины электронов (~ 6 мкм [6]), поэтому $n(v, t)$ слабо зависит от координаты v . Вынося $n(v, t)$ за знак интегрирования в (2), получим

$$\Phi(x, t) = (\eta_i/2\tau) G(x) n(x, t).$$

Функцию $G(x)$ при значениях $\alpha(E) \leq 10^4 \text{ см}^{-1}$ и $d \leq 0,4 \text{ мкм}$, обычно реализующихся в ДГС лазерах, с точностью до нескольких процентов можно аппроксимировать постоянной величиной

$$G = \int_0^\infty F(E) \Theta(E) \left[2\xi + \alpha(E) d \ln \frac{1}{\xi} \right] dE,$$

где $\xi = \sqrt{1 - (n')^2}$, $n' = n'_a/n'_a$, n'_a и n'_s — показатели преломления активной области и широкозонных эмиттеров ($n' \leq 0,95$).

Граничные условия для уравнения (1) зададим в виде

$$eD_n \left[\frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \right]_{x=0} = -j(t) + j_n(t) + \frac{C_0}{A} \frac{dV(t)}{dt} + es_0 n(0, t); \quad (3)$$

$$D_n \left[\frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \right]_{x=d} = -(s_d + \gamma) n(d, t). \quad (4)$$

Здесь j — плотность полного тока, j_n — плотность тока потерь, C_0 — барьерная емкость N - p -гетероперехода, A — его эффективная площадь, V — напряжение, s_0 и s_d — скорости поверхностной рекомбинации на гетерограницах, γ — коэффициент, характеризующий утечку электронов через ограничивающий p - P -гетеробарьер. Неравновесная концен-

трация электронов в активной области на границе с N -эмиттером связана с напряжением на N - p -гетеропереходе соотношением [7]

$$n(0, t) = n_p \{ \exp [eV(t)/kT] - 1 \}, \quad (5)$$

где n_p — равновесная концентрация электронов в активном слое.

Все три слагаемых полного тока в правой части (3) не приводят к инжекции НЗ в активную область. Ток потерь может иметь различную физическую природу, например, обуславливаться рекомбинацией в области пространственного заряда или рекомбинацией через поверхностные состояния по периметру гетероперехода. Оба механизма приводят к зависимости $j_{\text{п}}$ от напряжения вида $j_{\text{п}} \sim \exp(eV/2kT)$, однако в структурах на основе AlGaAs второй механизм является определяющим [8]. Ток через барьерную емкость отличен от нуля только в нестационарном режиме и связан с зарядкой емкости основными носителями заряда. Скорости поверхностной рекомбинации s_0 и s_d зависят от степени совершенства гетерограниц и для системы GaAs — AlGaAs варьируются от 10^3 см/с для структур хорошего качества до 10^6 см/с в случае свободной поверхности GaAs [6]. Максимальная скорость утечки электронов из активной области через p - P -гетеробарьер определяется произведением тепловой скорости на концентрацию носителей с энергией, превышающей высоту барьера. Практически же она ограничена скоростью диффузии и дрейфа в пассивных слоях, прилегающих к p - P -гетеропереходу [7]. Так как электронный газ в активной области невырожден, скорость утечки представлена в (4) величиной, пропорциональной полной концентрации $n(d, t)$ вблизи p - P -гетероперехода.

Пусть на N - p -переход подано постоянное напряжение V_0 и гармонический сигнал малой амплитуды $V_{\sim} < kT/e$

$$V(t) = V_0 + V_{\sim} e^{i\omega t},$$

где i — мнимая единица. Решение (1) ищем в виде

$$n(x, t) = n_0(x) + n_{\sim}(x) e^{i\omega t}.$$

В этих условиях задача разделяется на две — для стационарной и нестационарной составляющих концентрации НЗ.

Для стационарной составляющей имеем

$$D_n \frac{d^2 n_0(x)}{dx^2} - \frac{1}{\tau} \left(1 - \frac{\eta_i G}{2} \right) n_0(x) = 0. \quad (6)$$

Так как $d \ll L_n = \sqrt{D_n \tau}$, проинтегрируем (6) по x , полагая, что n_0 — слабая функция x , а ее градиент вблизи гетерограниц задается выражениями (3) и (4). В результате получим

$$n_0 = (j_0 - j_{\text{п0}}) \tau^* / ed; \quad (7)$$

$$\frac{1}{\tau^*} = \frac{1}{\tau} \left[1 + \frac{(s_0 + s_d + \gamma) \tau}{d} - \eta_i \int_0^{\infty} F \Theta \left(\xi + \frac{ad}{2} \ln \frac{1}{\xi} \right) dE \right], \quad (8)$$

где τ^* — стационарное время жизни НЗ с учетом поверхностной рекомбинации, утечки через потенциальный барьер и переизлучения в активной области. Первые два явления приводят к уменьшению τ^* , последнее к его возрастанию. В зависимости от преобладания того или иного эффекта, τ^* может быть как меньше, так и больше объемного времени жизни носителей τ .

На рис. 1 приведена зависимость τ^* от d для ДГС с уровнем легирования активного слоя $5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и молярной долей AlAs в эмит-

терах $\sim 35\%$. При расчете принято $F = \delta(E - E_M)$, δ — дельта-функция, E_M — энергия максимума спонтанной линии, $\Theta = 1$, $\tau = 4,4$ нс, $\alpha = 5,5 \cdot 10^3$ см $^{-1}$. Данные по показателю преломления взяты из [7] для

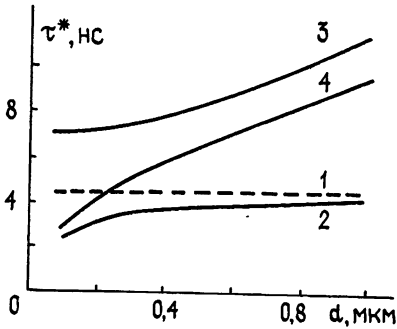


Рис. 1.

$E_M = 1,38$ эВ. Пунктирная прямая соответствует объемному времени жизни ННЗ. Кривая 2 получена без учета переизлучения ($\eta_i \rightarrow 0$) для $s_0 = s_d + \gamma = 10^3$ см/с. Кривая 3 иллюстрирует влияние переизлучения при $\eta_i = 0,95$ и $s_0 = s_d + \gamma = 0$. Суммарное действие эффектов, когда $\eta_i = 0,95$ и $s_0 = s_d + \gamma = 10^3$ см/с, представлено кривой 4. Видно, что поверхностная рекомбинация и утечка наиболее существенны для лазеров с тонкой активной областью. Влияние переизлучения возрастает с увеличением d .

Из (6) получаем эффективную диффузионную длину для стационарного режима

$$L_n^+ = L_n (1 - \eta_i G/2)^{-1/2}, \quad (9)$$

которая может быть представлена в виде $L_n^+ = \sqrt{D_n \tau^+}$, где

$$\frac{1}{\tau^+} = \frac{1}{\tau} \left[1 - \eta_i \int_0^\infty F\Theta \left(\xi + \frac{\alpha d}{2} \ln \frac{1}{\xi} \right) dE \right]. \quad (10)$$

Видно, что самопоглощение и последующее переизлучение люминесценции в активной области увеличивает диффузионную длину, при этом поверхностная рекомбинация влияния на L_n^+ не оказывает. Последнее объясняется тем, что переизлучение, как и диффузия, является объемным эффектом, в то время как s_0 , s_d и γ характеризуют процессы на гетерограницах.

Соотношение (7) соответствует режиму генератора постоянного тока. В режиме генератора постоянного напряжения неравновесная концентрация электронов в активном слое при $d \ll L_n$, согласно (5), равна

$$n_0 = n_p [\exp(eV_0/kT) - 1] \quad (11)$$

и не зависит от электронных и оптических параметров структуры, входящих в (8).

Из (1) для нестационарной составляющей получим

$$D_n \frac{d^2 n_-(x)}{dx^2} - \frac{1}{\tau} \left(1 - \frac{\eta_i G}{2} + i\omega\tau \right) n_-(x) = 0. \quad (12)$$

В этом случае диффузионная длина является комплексной величиной:

$$L_n^- = L_n^+ (1 + i\omega\tau^+)^{-1/2}, \quad (13)$$

где L_n^+ и τ^+ — параметры стационарного режима (9) и (10). Интегрирование (12) с соответствующими граничными условиями дает

$$n_- = \frac{A e n_0 R_{pn}}{kT(1 + i\omega\tau_{pn})} j_-. \quad (14)$$

Здесь n_0 — стационарная концентрация ННЗ (7), R_{pn} — активное дифференциальное сопротивление N — p -гетероперехода, $\tau_{pn} = R_{pn} C_{pn}$ —

постоянная времени для нестационарного режима, $C_{pn} = C_b + C_d$, где C_d — диффузионная емкость, j_{\sim} — амплитуда переменной составляющей плотности тока, связанная с напряжением на N - p -переходе соотношением

$$j_{\sim} = \frac{V_{\sim}}{A} \left[\frac{1}{R_A} + \frac{1}{R_n} + i\omega(C_b + C_d) \right]. \quad (15)$$

Параметры, определяющие комплексную проводимость, равны

$$\frac{1}{R_{pn}} = \frac{1}{R_A} + \frac{1}{R_n}, \quad R_A = \frac{\tau^* kT}{An_p e^2 d} \exp\left(-\frac{eV_0}{kT}\right), \quad R_n = \frac{1}{A} \frac{dV_{\sim}}{dj_{pn}},$$

$$C_d = (j_0 - j_{n0}) A e \tau^* / kT, \quad R_d C_d = \tau^*.$$

Максимальная частота, до которой распределение НЗ в активном слое можно считать квазиоднородным, определяется условием $|L_n \tilde{\omega}| \ll d$, при более высоких частотах нарушаются условия, использованные при выводе и интегрировании уравнения (12).

Таким образом, эквивалентная схема для малых прямых смещений имеет вид, показанный на рис. 2. Помимо элементов, входящих в (15), она дополнена сопротивлением пассивных слоев и контактов лазера R_0 и конструктивной емкостью C_k и индуктивностью L_k . Для эффективной $R_{pn} C_{pn}$ -постоянной получаем

$$\tau_{pn} = (\tau^* + R_d C_b) (1 + R_d / R_n)^{-1}. \quad (16)$$

Зависимость барьерной емкости от напряжения имеет вид [2]

$$C_b = C_0 (1 - V_0 / V_k)^{-1/q}, \quad (17)$$

где q определяется степенью резкости N - p -гетероперехода, а знак V_0 соответствует полярности приложенного напряжения, V_k — контактная разность потенциалов. Сопротивление R_d , обусловленное диффузионной составляющей тока, имеет более сильную зависимость от напряжения вида $\exp(-eV_0/kT)$. Поэтому при малых прямых смещениях произведение $R_d C_b$ велико и уменьшается с ростом напряжения на N - p -переходе. Этот член в (16) описывает известный эффект барьерной емкости, проявляющийся в задержке импульса света по отношению к токовому импульсу в светодиодах [9] и дополнительной задержке генерации в инжекционных лазерах [2]. Кроме того, в (16) учтен тот факт, что в реальных лазерах может присутствовать составляющая тока неинжекционного характера. Как уже отмечалось, для нее характерна зависимость $j_n \sim \exp(eV_0/2kT)$. Отношение R_d/R_n в этом случае пропорционально $\exp(-eV_0/2kT)$, что приводит к возрастанию τ_{pn} с ростом V_0 до пределов, ограниченных условием $R_d/R_n \ll 1$.

Таким образом, эффекты барьерной емкости и токовых потерь приводят к качественно различным зависимостям постоянной времени от уровня возбуждения. Реальное поведение τ_{pn} определяется конкуренцией двух механизмов [10].

Из (14) получаем амплитудно- и фазово-частотные характеристики для НЗ в режиме генератора переменного тока:

$$|n_{\sim}| = \frac{A e n_0 R_{pn}}{kT \sqrt{1 + \omega^2 \tau_{pn}^2}} j_{\sim}, \quad \arg n_{\sim} = -\arctg \omega \tau_{pn}. \quad (18)$$

Нетрудно убедиться, что в режиме генератора переменного напряжения эти характеристики не зависят от частоты:

$$|n_-| = (en_0/kT)V_-, \quad \arg n_- = 0. \quad (19)$$

Как показано в [11], нормированные частотные характеристики по излучению совпадают с соответствующими характеристиками для НЗ во всем диапазоне частот $\omega < 1/\tau_{\text{ф}}$, где $\tau_{\text{ф}} \sim 10^{-12}$ с — время жизни фотонов. Подчеркнем, что выражения (7), (14) и (18) соответствуют режиму генератора тока, а (11) и (19) — режиму генератора напряжения, обеспечиваемому непосредственно для $N-p$ -перехода.

Экспериментальная методика и результаты. Как следует из эквивалентной схемы на рис. 2, при неизменной амплитуде напряжения на гетеропереходе напряжение на лазере $V_{\text{л}}^{\sim}$ между точками 1 и 2 удовлетворяет соотношению

$$\left[\left(\frac{V_{\text{л}}^{\sim}}{V_{\text{л}0}^{\sim}} \right)^2 - 1 \right] \left(\frac{R_{pn} + R_0}{\omega L_k} \right)^2 = a + \omega^2 \tau_{pn}^2, \quad (20)$$

где a — константа, не зависящая от частоты, $V_{\text{л}}^{\sim}$ и $V_{\text{л}0}^{\sim}$ — модули соответствующих комплексных величин, $V_{\text{л}0}^{\sim}$ — напряжение на лазере при $\omega \rightarrow 0$. Обозначим Q левую часть выражения (20). Поскольку $V_{\text{л}0}^{\sim}$, $V_{\text{л}}^{\sim}$, $(R_{pn} + R_0)$, L_k измеряются на эксперименте, зависимость Q от частоты была использована для определения τ_{pn} .

Контроль постоянства амплитуды переменного напряжения на $N-p$ -переходе осуществлялся с использованием нелинейных свойств гетероперехода. Пусть напряжение на переходе равно

$$V_0 + V_-(1 + m \cos \Omega t) \cos \omega t, \quad (21)$$

где $\Omega \ll \omega$, Ω — частота дополнительной модуляции поднесущей ω низкочастотным сигналом, m — глубина модуляции. Поскольку интенсивность излучения пропорциональна концентрации НЗ в активной области [11], а ее зависимость от напряжения, согласно (5), экспоненциальна, в излучении будут присутствовать гармоники с частотами Ω , ω , их комбинациями и кратными частотами. Так как амплитуда любой гармоники в соответствии с (21) зависит от V_- , для обеспечения постоянства V_- достаточно обеспечить постоянство светового сигнала с частотой Ω при изменении ω . Такой метод контроля не требует применения быстродействующих фотоприемников. Это позволяет осуществлять контроль с высокой чувствительностью, используя обычные ФЭУ, и производить измерения при малых прямых смещениях на лазере и малой амплитуде переменного сигнала V_- .

Из той же эквивалентной схемы следует, что при малой C_k и равенстве нулю реактивной составляющей полной проводимости лазера $g = g_a + ig_p$ величину τ_{pn} можно найти из соотношения

$$\tau_{pn} = g_a L_k / (1 - g_a R_0), \quad (22)$$

где g_a — активная составляющая проводимости на резонансной частоте

$$\omega_p = (1/L_k C_{pn} - 1/\tau_{pn}^2)^{1/2}.$$

Барьерная емкость лазеров измерялась в режиме обратных напряжений методом замещения в резонансной контуре. Для регистрации резонанса использовалось явление нулевых биений при равенстве частот измерительного и опорного генераторов. Зависимость $C_b(V)$ для исследованной серии лазеров хорошо описывается выражением (17), где емкость при нулевом смещении $C_0 = 50 \div 110$ нФ, а $q = 2,0 \div 2,7$. На той же установке оценена конструктивная емкость $C_k \approx 0,7$ нФ.

Контактная разность потенциалов $V_k = 1,30 \div 1,36$ В и сопротивление $R_0 = 3 \div 4$ Ом найдены из импульсных вольт-амперных характеристик в прямом направлении.

Измерение полной проводимости лазеров при токах постоянного смещения от 0 до ~ 20 мА производилось по схеме двойного Т-образного моста на фиксированных частотах 15, 20, 30, 45 и 60 МГц на измерителе типа Л2-8. Годограф вектора дифференциальной проводимости одного из образцов приведен на рис. 3. Цифры на кривых соответствуют частоте $f = \omega/2\pi$ в мегагерцах, стрелкой указано направление возрастания тока. Экспериментальные точки показаны от 0 через 1 мА. Переменное напряжение на лазере не превышало 20 мВ. С ростом тока емкостной характер реактивной составляющей ($g_p > 0$), менялся на индуктивный ($g_p < 0$). Это вызвано уменьшением R_{pn} и увеличением C_{pn} , при этом все более проявляется вклад не зависящих от тока индуктивности L_k и активного сопротивления R_0 . Оценка L_k по измерениям на частоте 60 МГц дала значение (30 ± 6) нГн.

Связь между резонансной частотой $f_p = \omega_p/2\pi$ и током для того же образца представлена на рис. 4. Кривая $g_p = 0$ разделяет плоскость частот и токов на две области, реактивная составляющая проводимости в которых имеет емкостной или индуктивный характер.

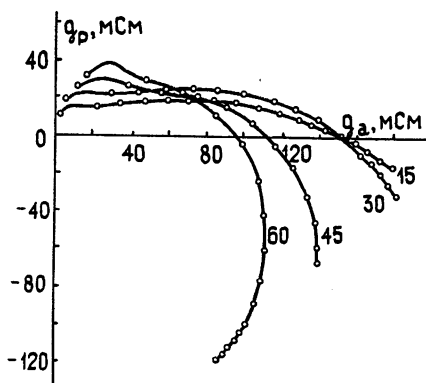


Рис. 3.

Связь между резонансной частотой $f_p = \omega_p/2\pi$ и током для того же образца представлена на рис. 4. Кривая $g_p = 0$ разделяет плоскость частот и токов на две области, реактивная составляющая проводимости в которых имеет емкостной или индуктивный характер.

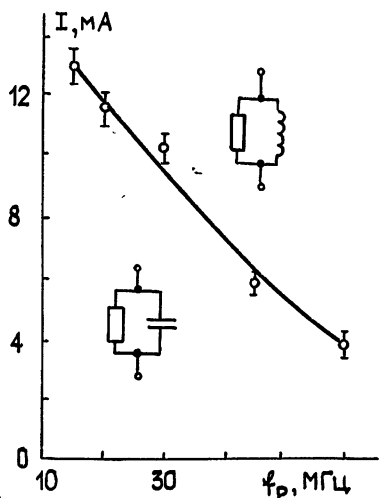


Рис. 4.

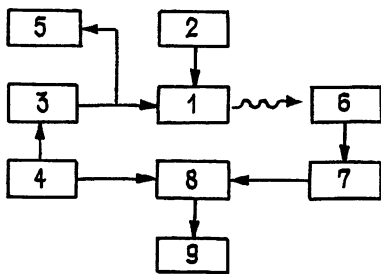


Рис. 5.

Рис. 5. 1 — лазер, 2 — источник постоянного тока, 3 — генератор ВЧ, 4 — генератор НЧ, 5 — осциллограф, 6 — фотоприемник, 7 — селективный усилитель, 8 — синхродетектор, 9 — вольтметр.

Схема установки для измерения τ_{pn} с использованием (20) показана на рис. 5. Лазер 1 питался от источника постоянного тока 2. Одновременно на него поступал высокочастотный сигнал ω от генератора 3, дополнительно промодулированный сигналом низкой частоты Ω от генератора 4. Амплитуда напряжения на лазере измерялась стробоскопическим осциллографом 5 типа С7-8. Излучение регистрировалось

ФЭУ-28 6, с выхода которого электрический сигнал на частоте Ω усиливался селективным усилителем 7 (У2-8) и поступал на синхродетектор 8. Опорный сигнал на синхродетектор подавался от НЧ генератора 4, постоянное напряжение с выхода 8 регистрировалось индикатором 9. Для уменьшения влияния низкочастотных шумов фотоприемника величина Ω выбрана равной $\Omega/2\pi = 21 \text{ кГц}$, глубина модуляции $m = 1$. Нагрузка ФЭУ выбиралась из условия максимальной частоты пропускания $\sim 21 \text{ кГц}$. Использование синхродетектора СД-1 в данной измерительной схеме позволяло уверенно контролировать Ω -гармонику светового сигнала при эффективной полосе регистрации $\sim 2 \text{ Гц}$. Амплитуда напряжения на $N-p$ -переходе была не более 20 мВ .

Активное сопротивление ($R_{pn} + R_0$) определялось из стационарных ВАХ в прямом направлении.

На рис. 6 приведена зависимость Q от квадрата круговой частоты ω ($f \approx 110 \div 190 \text{ МГц}$). Цифры на прямых соответствуют току в миллиамперах. Видно, что формула (20) хорошо подтверждается экспериментально. По наклону прямых находилось значение τ_{pn} .

Зависимость τ_{pn} от тока, полученная таким методом, представлена сплошными кривыми на рис. 7 для образцов 1 и 2. Там же приведены результаты, полученные «резонансным» методом с использованием (22) для образца 1 (пунктирная кривая). Указана среднеквадратичная ошибка, соответствующая аппаратурным погрешностям измерения величин, входящих в формулы (20) и (22).

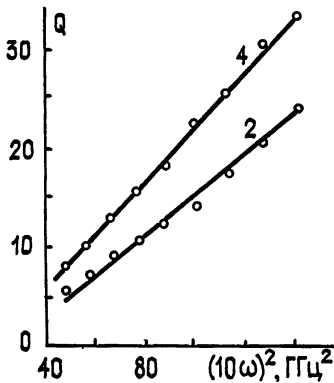


Рис. 6.

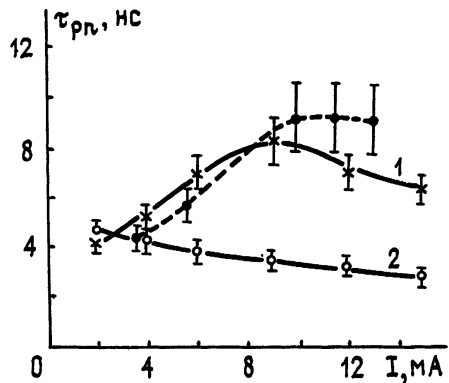


Рис. 7.

Как следует из теоретического анализа, зависимость $\tau_{pn}(I)$ в области, где несущественно влияние вынужденного излучения, обусловлена эффектами барьерной емкости и токовых потерь. В лазерах со слабо легированной активной областью может проявляться и третий механизм, связанный с переходом к бимолекулярному закону рекомбинации, если n_0 становится сравнимой с равновесной концентрацией дырок в активном слое. Оценка отношения n_0/p_p для исследованных лазеров при $I = 15 \text{ mA}$ и $\tau^* = 6 \text{ ns}$ с использованием (7) и $p_p = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ с учетом растекания тока в пассивных слоях между полосковым контактом и активной областью [7] ($p^+ - \text{GaAs} : \text{Ge}$, 10^{19} см^{-3} , толщина $\sim 1,7 \text{ мкм}$ и $P - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} : \text{Ge}$, $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, толщина $\sim 2,2 \text{ мкм}$) при чисто диффузионном токе дает $\sim 0,1$. Измерение стационарных ВАХ показало, что на отдельных ее участках ток зависит от напряжения как экспонента с показателем $eV_0/\sigma kT$, где $1 < \sigma < 2$, а интенсивность излучения следует закону $\exp(eV_0/kT)$. Это указывает на присутствие в полном токе составляющей неинжекционного характера. Таким образом, приведенная оценка n_0/p_p даже завышена и вкладом бимолеку-

лярного механизма можно пренебречь. Оба экспериментальных метода выявили участок возрастания эффективной $R_{pn}C_{pn}$ -постоянной для образца I , который может быть объяснен превалярованием механизма токовых потерь при данном уровне возбуждения. Отметим, что оба метода используют эквивалентную схему вида, показанного на рис. 2. Однако они являются независимыми с точки зрения аппаратурной реализации. Уменьшение τ_{pn} с током отражает влияние барьерной емкости N - p -гстероперехода. Значения $\tau_{pn} > \tau$ для образца I при $I \rightarrow 15$ мА могут быть объяснены как остаточным эффектом емкости, поскольку зависимость $\tau_{pn}(I)$ еще не вышла на плато, и влиянием переизлучения (рис. 1). Определение точного количественного вклада переизлучения по измерениям для индивидуального лазера с фиксированными геометрическими размерами и структурой весьма затруднительно. Наиболее четко величина эффекта может быть выявлена при изменении оптических параметров структуры или толщины активного слоя (см., например, литературу, цитируемую в [11]).

Полученные в работе результаты позволяют сделать следующие выводы. В общем случае постоянная времени для нестационарного режима не совпадает с эффективным стационарным временем жизни НЗ и объемным временем жизни в материале активной области. Для непосредственного измерения τ^* необходимо использовать методы, не связанные с протеканием тока через структуру (например, фотолуминесцентные). Методы, использующие инжекционное возбуждение, дают величину τ_{pn} , которая совпадает с τ^* лишь при чисто диффузионном механизме тока и малой величине барьерной емкости. Отметим, что механизм полного тока через лазер необходимо учитывать и при исследованиях задержки генерации при импульсной модуляции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершензон Е. М., Туманов Б. Н., Левит Б. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 5, с. 533.
2. Lee T. P. — The Bell Syst. Techn. J., 1975, 54, № 1, p. 53.
3. Карих Е. Д., Курносков В. Д., Манак И. С., Сапожников С. М., Шилов А. Ф. — Изв. вузов — Физика, 1980, № 11, с. 26.
4. Карих Е. Д., Шилов А. Ф. — Научн. труды вузов ЛитССР. — Радиоэлектроника, 1981, 17, № 3, с. 70.
5. Методы расчета оптических квантовых генераторов. / Под ред. Степанова Б. И. — Минск: Наука и техника, 1968, Т. 2.
6. Lee T. P., Dentai A. G. — IEEE J. Quant. Electron., 1978, 14, № 3, p. 150.
7. Кейси Х., Паниш М. — Лазеры на гетероструктурах. — М.: Мир, 1981. Т. 2.
8. Hengy C. H., Logan R. A., Merrit F. R. — J. Appl. Phys., 1978, 49, № 6, p. 3530.
9. Царенков Г. В. — ФТП, 1971, 5, № 12, с. 2306.
10. Карих Е. Д. — 7-я Республиканская конф. молодых ученых по физике. Сб. тезисов. — Минск, 1982, с. 173.
11. Карих Е. Д., Шилов А. Ф. — Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1978, № 4, с. 97.

Белорусский государственный университет

Поступила в редакцию
1 ноября 1982 г.,
в окончательном варианте
1 апреля 1983 г.

THE EQUIVALENT CIRCUIT PARAMETERS OF HETEROLASERS AT CURRENTS BELOW THRESHOLD

E. D. Karikh, A. F. Shilov

The equivalent circuit parameters of AlGaAs DH lasers at low forward biases are investigated theoretically and experimentally. Reabsorption effect, electronic properties of the structure and current mechanism influence on modulation characteristics are taken in account. Experimental procedures for determining the effective time constant involving properties of equivalent circuit are suggested.