

01; 06.3; 07

© 1993

ПИКОСЕКУНДНАЯ ДИНАМИКА $GaInAsP/InP$ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА С РАЗОГРЕТЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА

С.В. Поляков, В.И. Толстихин

Эффекты разогрева носителей заряда в гетероструктурных инжекционных лазерах на основе твердых растворов $GaInAsP$ играют важную роль в формировании их выходных характеристик [1]. Теоретическая модель, адекватно описывающая разогрев электронно-дырочной плазмы в активной области этих приборов, была развита в работах [2-4]. Там же было исследовано и влияние разогревных эффектов на пороговые [2], люминесцентные [3] и частотные [4] характеристики одномодовых $GaInAsP/InP$ инжекционных лазеров. Цель настоящего сообщения - анализ пикосекундной динамики таких лазеров в условиях разогрева носителей заряда.

Будем исходить из модели [2-4], представляющей лазер как неравновесную систему взаимодействующих термализованных носителей заряда, LO -фононов и волноводных фотонов. В пространственно однородном приближении она описывается скоростными уравнениями:

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{J}{e \cdot d} - R_S - R_A - \gamma_\omega \cdot v_\omega \cdot N_\omega, \quad (1)$$

$$\frac{dE_e}{dt} = \frac{Q}{d} - W_{LO} \{f_{LO}\} - W_S + W_A + \gamma_\omega \cdot v_\omega \cdot N_\omega, \quad (2)$$

$$\frac{df_{LO}}{dt} = \nu \cdot (f_{LO,e} - f_{LO}) - \nu_d \cdot (f_{LO} - f_{LO,o}), \quad (3)$$

$$\frac{dN_\omega}{dt} = \beta_S R_S - (a_\omega - \gamma_\omega) \cdot v_\omega \cdot N_\omega \quad (4)$$

для концентрации электронно-дырочной плазмы N_e , плотности ее энергии E_e , функции распределения LO -фононов f_{LO} и эффективной плотности фотонов (частоты ω) N_ω . Здесь J и Q - плотности тока накачки и потока энергии, втекающих в активную область; R_S, R_A и W_S, W_A - темпы спонтанной излучательной рекомбина-

ции, Оже-рекомбинации и темпы изменения плотности энергии плазмы вследствие этих процессов; W_{LO} - темп релаксации ее энергии на LO -фононах; $f_{LO,e}$ и $f_{LO,q}$ - их планковские функции распределения, взятые с температурой плазмы T_e и температурой равновесных LA -фононов T_0 ; ν_e и ν_d - зависящие соответственно от параметров плазмы и T_0 частоты эмиссии и ангармонического распада LO -фононов; β_s , γ_ω , α_ω и v_ω - фактор спонтанной эмиссии, коэффициент усиления, коэффициент затухания и групповая скорость возбуждаемой моды; η_ω - фактор, определяющий ее вклад в изменение плотности энергии плазмы \mathcal{E}_e . Все члены в скоростных уравнениях, учитывающие взаимодействие в электрон-фонон-фотонной системе лазера, определяются в рамках четырехзонной модели Кейна с использованием обычной теории рассеяния квазичастиц и являются функциями состояния плазмы-концентрации N_e и эффективной температуры T_e .

Рассмотрим динамику инжекционного лазера под действием импульсов оптической накачки, длительность которых мала в масштабе актуальных релаксационных процессов.¹ При этом форма импульсов не имеет значения и может аппроксимироваться δ -функцией, что позволяет записать для временной зависимости плотностей тока J и потока энергии Q

$$J(t) = J_0 + ed \cdot N_e \cdot \sum_{(i)} \delta(t - t_i); \quad Q(t) = Q_0 + ed \cdot \Delta \cdot N_e \cdot \sum_{(i)} \delta(t - t_i). \quad (5)$$

Здесь J_0 и Q_0 - стационарные составляющие, Δ - энергия, выделяемая при инжекции одной пары; N_e - изменение концентрации плазмы в результате действия единичного импульса. Суммирование ведется по импульсам, каждый из которых характеризуется своим моментом t_i , а интервалы между импульсами считаются большими в сравнении с их длительностью.

Сделаем сначала качественные оценки. Учитывая, что уже относительно небольшое изменение параметров плазмы приводит к значительному отклонению оптических характеристик активной области, для соотношения между индуцируемыми единичным импульсом скачками концентрации N_e и эффективной температуры T_e получаем

$$T_e = (N_e / \zeta_1 N_e) \cdot (\Delta - \zeta_2 T_e), \quad (6)$$

где ζ_1 и ζ_2 - параметры, зависящие от нормированных химических потенциалов электронов и дырок, ξ_c и ξ_v :

¹ Идея использовать ультракороткие греющие импульсы для достижения фебрильной реакции лазера впервые высказывалась, по-видимому, в [5].

$$\xi_1 = 1.5 \cdot \sum_{j=c, \nu} \left(2.5 \cdot F_{3/2}(\xi_j) / F_{1/2}(\xi_j) - 1.5 \cdot F_{1/2}(\xi_j) / F_{-1/2}(\xi_j) \right), \quad (7)$$

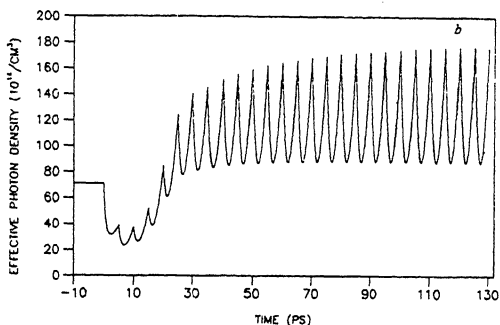
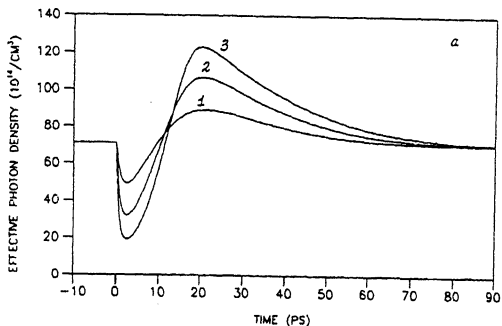
$$\xi_2 = 1.5 \cdot \sum_{j=c, \nu} F_{1/2}(\xi_j) / F_{-1/2}(\xi_j), \quad (8)$$

а $F_\alpha(\xi)$ – фермиевский интеграл порядка α . Отсюда видно, что в зависимости от соотношения между характерными энергиями инжектируемой и термализованной электрон-дырочной пар результатом действия импульса может быть как охлаждение, так и разогрев плазмы. Наибольший интерес представляет инжекция горячих носителей заряда с энергией, превосходящей тепловую. Действительно, при $\Delta \gg T_e$ необходимый уровень разогрева плазмы может быть достигнут без сколько-нибудь существенного увеличения ее концентрации. В результате релаксация отклика лазера на возбуждающий импульс будет определяться быстрыми процессами остывания плазмы, тогда как более медленные процессы ее рекомбинации (включая и стимулированную) заметного влияния не окажут. Механизм действия такого импульса является разогревным, т.к. отклик на него лазера обусловлен в основном изменением эффективной температуры плазмы. Результатом же становится уменьшение межзонного усиления и увеличение внутризонного поглощения (прежде всего – межподзонного поглощения на дырках), приводящие к падению генерации. Последнее будет тем резче, чем больше скачок эффективной температуры плазмы T_e и порождаемое им отклонение разницы затухания и усиления ($\alpha_\omega - \gamma_\omega$) от состояния стационарного баланса $\alpha_\omega \approx \gamma_\omega$. При этом относительное ослабление выходного сигнала, оцениваемое как

$$\sim \exp \left[- \int_{T_e}^{T_e + \mathcal{T}_e} (dT_e / T_e) \cdot \tau_T \nu_\omega (\alpha_\omega - \gamma_\omega) \right], \quad (9)$$

где $\tau_T \approx 1$ пс – характерное время остывания плазмы (см. [4]), может оказаться весьма значительным. Так, десятипроцентное увеличение T_e в $GaInAsP/InP$ лазера, излучающем в диапазоне 1.55 мкм и работающем при комнатной температуре, дает приращение разницы ($\alpha_\omega - \gamma_\omega$) примерно на 150 см^{-1} , что, согласно (9), обеспечивает падение N_ω более чем на порядок. Время, за которое происходит снижение выходной мощности лазера, также определяется скачком разницы ($\alpha_\omega - \gamma_\omega$) и для приведенного примера составляет $\lesssim 1$ пс. Таким образом, импульсный разогрев плазмы должен приводить к глубокой и малоинерционной модуляции выходного сигнала лазера.

Перейдем теперь к результатам численного расчета. На рисунке, а приведена временная развертка отклика на одиночный δ -им-



Отклик одномодового $GaInAsP/InP$ лазера ($\lambda \approx 1.55$ мкм) на ультракороткие импульсы греющего излучения. а - одиночный импульс: $J_0 = 6$ кА/см², $\Delta = 550$ мэВ, $N_e = 0.2$ (1), 0.4 (2), 0.6 (3) ед. 10^{17} см⁻³ (что соответствует $T_e \approx 10$ (1), 20 (2), 30 (3) мэВ). б - периодическая последовательность импульсов: $J_0 = 6$ кА/см², $\Delta = 550$ мэВ, $N_e = 0.4$ ед. 10^{17} см⁻³ ($T_e \approx 20$ мэВ), $\tau = 5$ пс.

пульс греющего излучения, подаваемый в момент $t = 0$. Видно, что сразу же после импульса интенсивность выходного сигнала резко падает относительно стационарного уровня при $t > 0$, отвечающего $J = J_0$ и $Q = Q_0$. Глубина провала на зависимости $N_w(t)$ растет вместе со скачком эффективной температуры плазмы T_e , т.к. определяется отклонением разницы ($\alpha_w - \beta_w$) от состояния стационарного баланса $\alpha_w \approx \beta_w$, весьма чувствительным к изменению T_e . Хотя эффективная температура T_e , а вместе с ней и возмущенные разогревом плазмы коэффициенты усиления β_w и затухания α_w , релаксируют к своим стационарным значениям за время $\sim \tau_T$, процесс релаксации выходного сигнала оказывается более длительным. На временном масштабе, превышающем τ_T , в нем можно выделить два этапа, для каждого из которых эффективная температура плазмы адиабатически следует за изменениями ее концентрации [4]. Сначала не полностью компенсируемая (из-за снижения темпа стимулированной рекомбинации) стационарная инжекция приводит

к увеличению концентрации плазмы N_e , росту усиления J_ω и (с задержкой) эффективной плотности фотонов N_ω . Затем имеет место релаксация N_e и N_ω , характер которой – колебательный или апериодический – определяется стационарным режимом, отвечающим $J = J_0$ и $Q = Q_0$. Более быстрая апериодическая релаксация приводит электрон-фотонную систему лазера к исходному состоянию за время $\ll 100$ пс (см. рисунок, а). При этом последовательность импульсов, следующих друг за другом с большим интервалом, воспринимается лазером как серия одиночных импульсов.

Ситуация, однако, качественно меняется, если интервал следования меньше характерного времени изотермической релаксации в электрон-фотонной системе, но соизмерим со временем остывания плазмы. В этом случае динамика лазера определяется не концентрационной, а температурной связью в электрон-фотонной системе [4]. На рисунке, б приведены результаты численного моделирования отклика одномодового $GaInAsP/InP$ лазера ($\lambda \approx 1.55$ мкм) на периодическую (с периодом $\tau = 5$ пс) последовательность греющих импульсов, поданную в момент $t = 0$. На временной развертке $N_\omega(t)$ выделяются три области: ослабления, усиления и постоянства усредненного по периоду выходного сигнала, формирование которых объясняется следующим образом. В течение времени прохождения нескольких первых импульсов каждый из них приводит к скачку эффективной температуры на фоне практически неизменной концентрации плазмы и, таким образом, лишь ухудшает соотношение между усилением и поглощением в активной области. При этом устанавливается некое среднее по периоду значение T_e , превышающее эффективную температуру для $t < 0$. В результате генерация падает, что в свою очередь ведет к снижению темпа стимулированной рекомбинации и росту концентрации плазмы до уровня, компенсирующего ее избыточный (по сравнению с состоянием при $t < 0$) разогрев. Процесс увеличения N_e сопровождается возрастанием межзонного усиления и ростом генерации – до тех пор, пока в масштабе времени, превышающем период τ , не установится квазистационарное состояние, совпадающее со стационарным для

$$J = J_0 + cdN_e/\tau; \quad Q = Q_0 + \Delta dN_e/\tau.$$

В этом установившемся режиме периодические δ -импульсы повторяются в виде пульсаций выходного сигнала. Из представленных результатов видно, что глубина модуляции составляет ~ 10 дБ при временном разрешении \sim несколько пс. Таким образом, быстрые разогрев и остывание носителей заряда могут использоваться для эффективной высокоскоростной модуляции одномодовых $GaInAsP/InP$ лазеров. Отметим, что влияние динамического разогрева электронно-дырочной плазмы на пикосекундный отклик инжекционного лазера наблюдается и экспериментально [6–9].

- [1] W a d a O., Y a m a k o s h i S., S a k u r a T. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 10. P. 981-983.
- [2] Пищалко В.Д., Толстихин В.И. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 3. С. 462-471.
- [3] Толстихин В.И. // Письма ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 14. С. 1-6.
- [4] Толстихин В.И. // Письма ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 19. С. 50-56.
- [5] Ривлин Л.А. // КЭ. 1985. Т. 12. В. 4. С. 689-693.
- [6] K o s h T.L., C h i u L.C., H a r d e r C h., Y a r i A. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 1. P. 6-8.
- [7] W i e n s e n f e l d J.M., S t o n e J. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 1. P. 119-132.
- [8] S t i x M.S., K e s l e r M.P., I p p e n E.P. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 25. P. 1722-1725.
- [9] K e s l e r M.P., I p p e n E.P. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 22. P. 1765-1767.

Институт радиотехники
и электроники РАН,
Москва

Поступило в Редакцию
11 декабря 1992 г.