

06.2; 06.3; 07

© 1992

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $GaInAsP/InP$ ИНЖЕКЦИОННЫХ
ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ С РАЗОГРЕТЫМИ
НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА

В.И. Толстихин

Разогрев электронно-дырочной плазмы (ЭДП) в активной области (АО) лазерного диода связан с инжекцией через гетеробарьеры [1], Оже-рекомбинацией [2], стимулированной излучательной рекомбинацией [3], а также внутризонным поглощением неравновесного излучения [4] и в определенной степени неизбежен при работе любого инжекционного лазера (ИЛ). Среди источников ближнего ИК диапазона разогрев ЭДП особенно значителен для $GaInAsP$ ИЛ [5], в которых сильны Оже-рекомбинация и межподзонное поглощение на дырках [6], но сравнительно слаба неупругая релаксация неравновесных носителей заряда на фонах [7]. Теоретическая модель разогревных эффектов в $GaInAsP$ ИЛ была развита ранее в работе [8], где было показано, что они могут служить причиной экспериментально наблюдаемого насыщения и (возможно) срыва ватт-амперной характеристики. Однако к аналогичным же результатам могут приводить и процессы, напрямую не связанные с разогревом ЭДП (например, утечка неравновесных носителей заряда из АО [9]). Возникает вопрос: существуют ли такие экспериментально наблюдаемые характеристики $GaInAsP$ ИЛ, для которых разогрев ЭДП имеет принципиальное значение?

Ими, очевидно, являются характеристики запороговой люминесценции, зависящие от состояния ЭДП. Поскольку в режиме квазистационарной генерации усиление компенсирует (с точностью до малой поправки, вносимой спонтанным излучением) потери в лазерном резонаторе; постольку, описывая состояние ЭДП единственным параметром — концентрацией N_e , — имеем известный результат

элементарной теории: стабилизацию N_e и всех определяемых состоянием ЭДП (т.е. N_e), характеристик ИЛ за порогом генерации [10]. Если же состояние ЭДП описывается более чем одним параметром (в данном случае двумя концентрацией N_e и эффективной температурой T_e), условие взаимной компенсации усиления и потерь не приводит к его стабилизации, но лишь устанавливает некоторую связь между этими параметрами. Определяемые же состоянием ЭДП квазистационарные характеристики ИЛ, в том числе и легко измеряемые экспериментально интенсивность спонтанного и длина волны стимулированного излучения, должны зависеть от величины накачки за порогом генерации. Расчет этих зависимостей и составляет предмет настоящей работы.

Будем исходить из модели одночастотного $GaInAsP$ ИЛ [8], в рамках которой концентрация ЭДП N_e , плотность ее энергии E_e и эффективная плотность фотонов (частоты ω) N_ω , описываются скоростными уравнениями вида

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

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

$$\frac{dN_\omega}{dt} = \beta_S R_S - (\alpha_\omega - \gamma_\omega) \cdot v_\omega \cdot N_\omega. \quad (3)$$

Здесь d — толщина АО; J — плотность тока накачки; Q — плотность потока энергии, втекающего в АО со стороны широкозонных эмиттеров; R_S , R_A и W_S , W_A — темпы спонтанной излучательной рекомбинации, Оже-рекомбинации и темпы изменения плотности энергии ЭДП вследствие этих процессов; W_p — темп релаксации ЭДП на фонах, γ_ω — изменение энергии ЭДП, обусловленное взаимодействием носителей заряда со стимулированным излучением (в расчете на один фотон); β_S — фактор спонтанной эмиссии для возбуждаемой моды; γ_ω , α_ω и v_ω — ее коэффициенты усиления, затухания и групповая скорость. Величина J считается заданной. Выражения для Q , R_S , R_A , W_S , W_A , γ_ω , α_ω и v_ω , определяющие их, как функции параметров ЭДП, те же, что в работе [8] и не приводятся из-за громоздкости. Отметим лишь, что они учитывают все основные процессы в АО, включая СНСС и СННС Оже-рекомбинацию [11, 12] и излучательные переходы дырок в спин-отщепленную подзону [4].

Для определения коэффициента усиления γ_ω здесь, в отличие от работы [8], использован более реалистичский подход, основанный на модели межзонного поглощения Бэная и Коча [13], учитывающей, как кулоновское взаимодействие электрона и дырки, так и его плазменное экранирование.

Отличным от [8] образом здесь определен и темп релаксации энергии ЭДП на фонах. Во-первых, учтено плазменное экранирова-

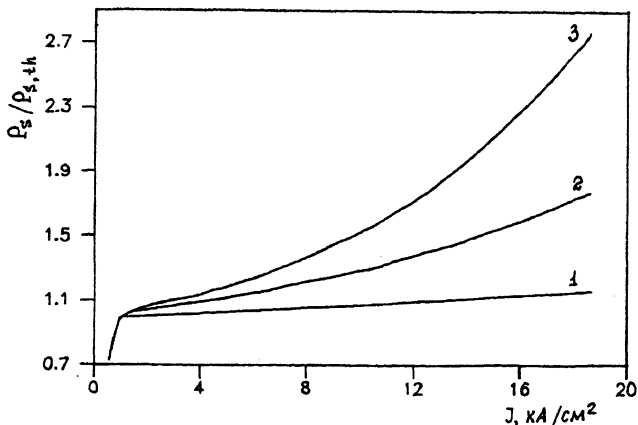


Рис. 1. Зависимость интенсивности спонтанной люминесценции за порогом генерации от плотности тока накачки. 1 - $\tau_{LO,d} = 0$, 2 - $\tau_{LO,d} = 3$ пс, 3 - $\tau_{LO,d} = 7$ пс.

ние взаимодействия носителей заряда с LO -фононами [14] - основного механизма такой релаксации. Во-вторых, принята во внимание возможная неравновесность LO -фононов и обусловленное им замедление темпа остывания ЭДП [15]. При этом с использованием обычного в теории горячих электронов подхода [16], для темпа релаксации энергии W_p получены выражения

$$W_p = \sum_{(j)} W_{LO,j},$$

$$W_{LO,j} = N_{S,j}(T_e) \frac{\hbar\Omega}{\tau_{LO,j}} \left(\frac{\hbar\Omega}{\pi T_e} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \int_0^{\infty} \frac{d\mu}{\mu} \left(\frac{\mu}{\mu + \mu_{S,j}} \right)^2 \times$$

$$\times \ln \left[1 + \frac{f_j(\epsilon_{\Omega})}{f_{LO,e}} \right] \left[f_{LO,e} - f_{LO}(\mu) \right],$$
(4)

где суммирование проводится по электронам Γ -долины, тяжелым и легким дыркам и введены обозначения: $N_{S,j}(T_e)$ - для зависящей от T_e плотности состояний носителей заряда j -го сорта; $\hbar\Omega$ - для энергии LO -фонона; $\tau_{LO,j}$ - для характерного времени взаимодействия; $\mu_{S,j} = (\hbar q_s)^2 / (2m_j \hbar\Omega)$ (q_s - величина, обратная к радиусу экранирования, m_j - эффективная масса); $\epsilon_{\Omega} = 25 \cdot \hbar\Omega \cdot (\mu + 1)^2 / \mu$. Кроме того, в (4) фигурируют: f_j и $f_{LO,e}$ - фермиевская и планковская функции распределения термализ-

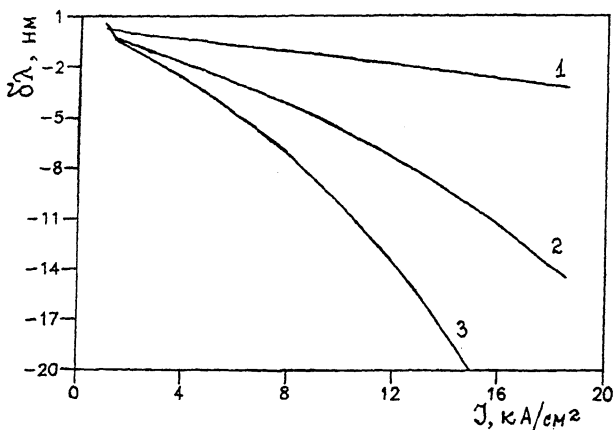


Рис. 2. Зависимость девиации длины волны одночастотной генерации от плотности тока накачки. 1 - $\tau_{L0,d}=0$, 2 - $\tau_{L0,d}=3$ пс, 3 - $\tau_{L0,d}=7$ пс.

зованных (с температурой T_e), соответственно, носителей заряда j -го сорта и $L0$ -фононов, а также $f_{L0}(u)$ - истинная функция распределения $L0$ -фононов. Следуя Кумекову и Перелю [17], используем для ее определения кинетическое уравнение вида

$$\frac{df_{L0}}{dt} = \nu_e \cdot (f_{L0,e} - f_{L0}) - \nu_d \cdot (f_{L0} - f_{L0,0}), \quad (5)$$

в котором первое слагаемое справа описывает эмиссию $L0$ -фононов носителями заряда, характеризуемую частотой ν_e :

$$\nu_e = \sum_{(j)} \nu_{e,j};$$

$$\nu_{e,j} = \frac{1}{\tau_{L0,j}} \cdot u^{-3/2} \cdot \left(\frac{T_e}{2\hbar\Omega} \right) \cdot \ln \left[1 + \frac{f_j(\epsilon\Omega)}{f_{L0,e}} \right], \quad (6)$$

а второе слагаемое - ангармонический процесс распада $L0$ -фонона на два LA -фонона, характеризуемый частотой $\nu_d = \tau_{L0,d}^{-1} \times cth(\hbar\Omega/4T_0)$, где T_0 - температура LA -фононов (совпадающая с температурой окружающей среды), а $\tau_{L0,d}$ - время распада при $T_0 \rightarrow 0$.

В итоге имеем замкнутую самосогласованную систему уравнений, описывающую динамику взаимодействующих между собой электронов (дырок), фононов и фотонов. Для целей настоящей работы необходимы

лишь ее стационарные решения, которые здесь найдены численно. Результаты расчетов представлены на рис. 1, 2 в виде зависимостей интегральной по спектру интенсивности спонтанной люминесценции P_S (нормированной на ее же значение на пороге генерации $P_{S,th}$) и девиации (чирпинга) длины волны одночастотной генерации $\delta\lambda$ (относительно ее значения на пороге) от плотности тока накачки в $GaInAsP$ ИЛ ($\lambda = 1.55$ мкм) при $T_0 = 300$ К. Для величины $\delta\lambda$, определяемой девиацией действительной части комплексной диэлектрической проницаемости АО $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$, использовано выражение

$$\delta\lambda = -\frac{2\pi}{\beta_\omega} \cdot \frac{v\omega}{c} \cdot \Gamma_\omega \cdot \left[\frac{2\pi e^2 \delta N_e}{\mu \omega^2} + \frac{1}{\pi} \cdot \int \frac{d\omega' \omega' \delta \varepsilon''(\omega')}{\omega^2 - \omega'^2} \right], \quad (7)$$

где β_ω и Γ_ω – постоянная распространения и фактор оптического ограничения возбуждаемой моды, c – скорость света, μ – приведенная масса электрон-дырочной пары, δN_e и $\delta \varepsilon''(\omega)$ – изменения концентрации ЭДП и обусловленной излучательными переходами мнимой части $\varepsilon(\omega)$ за порогом генерации. (7) естественным образом возникает, например, для одночастотного РОС-лазера (в котором длина волны генерации задается условием брэгговского резонанса) при использовании теории возмущений по параметру $|\delta \varepsilon|/|\varepsilon| \ll 1$. Толщина АО и излучательные потери резонатора (не зависящие от состояния ЭДП) всюду приняты равными, соответственно 0.1 мкм и 60 см^{-1} . Все необходимые для расчета численные значения параметров $GaInAsP$ заимствованы из [18].

В качестве свободного параметра, в значительной мере определяющего уровень разогрева ЭДП, использовано время распада LO-фона $\tau_{LO,d}$. Пороговая плотность тока накачки слишком мала для сколько-нибудь существенного разогрева и поэтому практически не зависит от $\tau_{LO,d}$, составляя $\sim 1.3 \text{ кА/см}^2$ (что согласуется с экспериментальными данными [19]). Однако при десятикратном, например, превышении порога, величина перегрева $T_e - T_0$ составляет ~ 8 К для $\tau_{LO,d} = 0$ (неупругая релаксация на равновесных LO-фонах) и ~ 35 К для $\tau_{LO,d} = 7$ пс (неупругая релаксация в условиях узкого фонного горла). Как видно из рисунков, такая разница в уровнях разогрева приводит к существенным отличиям характеристик запороговой люминесценции $GaInAsP$ ИЛ, которые, очевидно, должны проявляться на эксперименте. Отметим, что значительный чирпинг, обусловленный разогревом ЭДП, может быть использован для эффективной высокоскоростной (со скоростью, определяемой достаточно быстрыми процессами неупругой релаксации) частотной модуляции $GaInAsP$ ИЛ.

писок литературы

- 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.
- S u g i m u r a A. // IEEE J. Quant. Electron. 1982. V. OE-18. N 3. P. 352-363.
- B i m b e r g D., M y c i e l s k i J. // J. Phys. C. 1986. V. C19. P. 2363-2369.
- A d a m s A., A s a d a M., S u e m a t s u Y., A r a i S. // Jap. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 10. P. L621-L624.
- S h a h J., L e h e n y R., N a h o r y R. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. N 8. P. 618-620.
- M o z e r A., R o m a n e k K.M., S c h m i d t W., P i l k u h n M. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 10. P. 964-966.
- S h a h J., L e h e n y R., N a h o r y R., P o l l a c k M. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. N 5. P. 475-477.
- Пишалко В.Д., Толстихин В.И. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 3. С. 462-471.
- Y a m a k o s h i S a n a d a T., W a d a O. e. a. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 2. P. 144-146.
- Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М., 1981. Т. 1. 299 с.
- Гельмонт В.Б., Соколова З.Н., Халфин В.Б. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 3. С. 453-458.
- Гарбузов Д.З., Агаев В.В., Соколова З.Н., Халфин В.Б., Чалый В.П. // ФТП. Т. 18. В. 6. С. 1069-1076.
- W a n u a i L., K o s c h S. // Z. Phys. B. 1986. V. 63. P. 283-291.
- P u g n e t M., C o l l e t t J., C o r n e t A. // Sol. State Comm. 1981. V. 38. N 8. P. 531-536.
- K a s h K., S h a h J., G o s s a r d A., W i e g m a n n W. // Phys. B. 1985. V. B 134. P. 189-198.
- Басс Ф.Г., Гуревич Ю.Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., 1975. 400 с.
- Кумеков С.Е., Перель В.И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 1. С. 346-356.

[18] D u t t a N., W i l s o n R., W i l t D.
e. all. // ATT Techn. J. 1985. V. 64. N 8.
P. 1857-1884.

[19] K a k i m o t o S., T e k e m o t o A.,
S a k a k i b a r a Y. e. all. // IEEE J. Quant.
Electron. 1988. V. OE-24. N1. P. 29-35.

Институт
радиотехники
и электроники РАН,
Москва

Поступило в Редакцию
30 апреля 1992 г.