

- [4] A b e l e s B., T i e d j e T., S t a s i e w s k i H.C., D e c k m a n H.W., P e r s a n s P.D., L i a n g K.S., R o x l o C.D. // Superlattices and Microstructures. 1985. V. 1. N 2. P. 115-118.
- [5] H i r o s e M., M i j a z a k i S. // J. of Non-Cryst. Solids. 1987. V. 97-98. N 1. P. 23-30.
- [6] J i a n g Y.L., H w a n g H.L. // Jap. J. of Appl. Phys. 1988. V. 27. N 12. L2434-L2437.

Поступило в Редакцию
21 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 10 26 мая 1990 г.
06.2; 06.3; 07

© 1990

О ВОЗМОЖНОСТИ СОКРАЩЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ
ИМПУЛЬСОВ ЗА СЧЕТ КООПЕРАТИВНОГО ЭФФЕКТА
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ
С ВНЕШНИМИ РЕЗОНАТОРАМИ

В.А. Ю р е в и ч

Исследования по генерации сверхкоротких импульсов (СКИ) полупроводниковыми инжекционными лазерами приобрели актуальность в последнее время в связи с поиском перспективных путей создания следующего поколения устройств оптической связи с обработки информации с существенно большей скоростью передачи данных. Диапазон длительности СКИ в несколько пикосекунд и доли пикосекунд, достигнутый в ряде работ [1-3], оказывается сравнимым с параметром τ_2 , соответствующим обратной однородной ширине линии люминесценции, которая по данным [4] для полупроводников на основе *GaAs* составляет величину не менее 10^{12} с⁻¹. Высокий уровень усиления, достижимый в этих средах также может свидетельствовать в пользу того, что при генерации СКИ могут проявиться кооперативные процессы излучения. В нашем сообщении показано, что формирование СКИ в полупроводниковом лазере сопровождается эффектом коллективного испускания. Фактором, способствующим проявлению в лазерах с внешними резонаторами этого специфического для сверхбыстрых излучательных процессов механизма эволюции инвертированных систем, является рефракционная нелинейность, присущая полупроводниковым средам [4, 5].

В работах [6, 7] обоснована теоретическая модель взаимодействия резонансного светового поля с оптическим полупроводником,

рассматривающая динамику межзонных переходов свободных носителей по аналогии с поведением квантового ансамбля дипольных излучателей с плотностью N . Используемая ниже модель основана на таких же представлениях, но с привлечением соотношений обобщенной двухуровневой схемы [8]. Это связано с необходимостью учета такого аспекта взаимодействия как резонансная зависимость показателя преломления от концентрации свободных носителей. Высокочастотный дипольный момент однородно уширенной среды в этом представлении кроме недиагональных определяется также диагональными элементами матрицы плотности, что проявляется в дополнительной нелинейной связи параметров поля и резонансного отклика среды. Более подробное обоснование приводимой далее системы динамических уравнений для переменных, описывающих в одномодовом приближении эволюцию относительно медленных амплитуд поля $\frac{i\hbar}{e|\mathcal{r}_{12}|} E(t)$ на частоте ω_0 , когерентной поляризации ρ и инверсии n в нелинейной среде инжекционного лазера с внешним резонатором, содержится в [9, 10]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1-R}{\tau}\right) E = \Omega^2 \rho - i\beta(n_0 - n) E,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_2} - i\frac{\beta}{4\Omega^2} |E|^2\right) \rho = n E,$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\alpha - n}{\tau_1} - \frac{1}{2} R e(\rho^* E + \rho E^*),$$

где $R(t) = R_1 \ln\left(1 - \frac{R_3 \sin^2 \varphi}{1 + R_2 \sin^2 \varphi}\right)$ - переменный коэффициент

потерь на излучение, определяемый интерференционным коэффициентом отражения резонатора, образованного внешним отражателем с энергетическим коэффициентом \mathcal{r} и торцом лазерного диода

($n_0 \approx 0.317$); φ - фазовый сдвиг за время $\tau' = 2\frac{l}{c}$ (l - расстояние от торца диода до отражателя) определяется из выражения

$$\varphi(t) = -\frac{\beta}{2} \int_{t-\tau'}^t dt \int_{n_0}^n \left[\eta + \frac{l}{l_0} \frac{R_4 \cos \varphi \cos \psi - \sin \varphi \sin \psi}{(R_5 + \cos \varphi) \cos \psi - R_4 \sin \varphi \sin \psi} \right]^{-1} dn,$$

где \mathcal{r}_{12} - матричный элемент момента перехода, η - показатель преломления активной среды, n_0, l_0 - начальное значение инверсии и длина диода, α - параметр тока накачки, τ_1 - время

спонтанной рекомбинации, $\tau = R_1 \left(\eta l_0 + \frac{R_4}{1 + R_5} \right) / c$ - среднее

$$\varphi = 2 \left[\frac{\beta}{c} (n - n_0) - \frac{\varphi}{l} \right] l_0, \quad R_1 = \left(2 \ln \frac{1 + \sqrt{r_0 r}}{r_0 + \sqrt{r_0 r}} \right)^{-1}, \quad R_2 = \frac{4 \sqrt{r_0 r}}{(1 + \sqrt{r_0 r})^2},$$

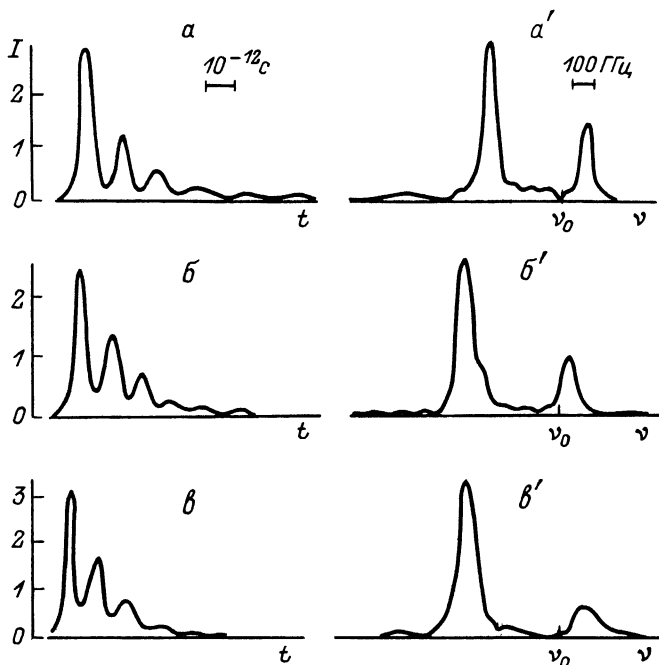
$$R_3 = \frac{(1-r)(1-r_0)}{(\sqrt{r} + \sqrt{r_0})^2} R_2, \quad R_4 = \frac{1-r_0}{1+r_0}, \quad R_5 = \frac{1+r}{1+r_0} \sqrt{\frac{r_0}{r}}, \quad \Omega^2 = \frac{2\kappa}{\gamma} \frac{e^2 |r_d|^2}{\hbar} \omega_0 N.$$

Величина \mathcal{G} в выражении для параметра нелинейности $\beta = \frac{\pi}{\gamma} \frac{\mathcal{G}}{\hbar} \omega_0 N$ довольно точно измерена для ряда полупроводниковых сред и в наших работах принималась равной $-4.9 \cdot 10^{-21} \text{ см}^3$ [5]. Пренебрежение этой величиной обращает данную систему в аналог хорошо известных уравнений [11].

Расчетный анализ динамических уравнений проводился для набора параметров, перекрывающихся с областью характеристик реальных лазеров на основе *GaAs*. Начальные условия отвечали выполнению условий генерации в составном резонаторе при наличии в среде диода исчезающей малой иницирующей поляризации на резонансной частоте. Результаты численного анализа временной структуры безразмерной интенсивности $I = \Omega^{-2} |E(t)|^2$ приводят к следующим выводам. Для произвольных $r_0 < r < 1$ при соответствующем уровне накачки лазером за счет гистерезисного характера переключения нелинейного резонатора присущ режим автоколебаний. Период и контраст незатухающих субнаносекундных всплесков интенсивности, что было подтверждено в [9] также экспериментом, зависят от соотношения параметров резонатора и тока накачки. При $r \rightarrow r_0$ для осуществления подобного режима требуется все более высокий уровень накачки, поскольку уровень автомодуляции добротности при переключении резонатора повышается, длительность и частота следования импульсов уменьшаются. Для r , близких к r_0 ($r - r_0 \approx 10^{-3}$), генерация возможна лишь при значениях параметра накачки, приближающихся к предельно

достижимым на практике — ненасыщенное усиление $g l_0 = \Omega^2 \frac{2\tau l_0}{c} \tau_2$

соответствовало величинам 3.6... 5.0. Процесс переключения внешнего резонатора фактически переходит в режим самопроизвольного импульсного пропускания. Рассчитываемая картина генерации качественно меняется: амплитуда и скважность импульсов увеличиваются; при длинах внешнего резонатора, сравнимых с оптической длиной диода, скважность СКИ резко возрастает, их длительность значительно сокращается. Задний фронт СКИ приобретает при этом нутационную субструктуру, характерную для эффекта коллективного испускания (см. рисунок, а-в).



Временная структура и нормированное спектральное распределение интенсивности СКИ, соответствующие расчетным лазерным параметрам: $gl_0 = 3.8$, $l = 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $r-r_0 = 8 \cdot 10^{-4}$, $\tau_2 = 0.8 \text{ пс}$ (а), $gl_0 = 4.3$, $l = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $r-r_0 = 5 \cdot 10^{-4}$, $\tau_2 = 1.5 \text{ пс}$ (б), $gl_0 = 5$, $l = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $r-r_0 = 4 \cdot 10^{-4}$, $\tau_2 = 0.6 \text{ пс}$ (в), $l_0 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}$, $\tau_r = 1.5 \text{ нс}$, $\omega_0 = 2.24 \times 10^{15} \text{ рад/с}$.

Известно, что обычно рассчитываемые нутационные осцилляции характеризуются высоким контрастом [11], однако в среде с нелинейностью показателя преломления, как показано в [10], контраст нутационной структуры излучения понижается. Фурье-спектры отдельных СКИ в этом случае имеют сверхизлучательную штарковскую структуру, по которой можно идентифицировать эффект и экспериментально [12], но в отличие от рассчитанной там дублетная структура должна утрачивать симметричный характер (см. рисунок, *a'-б'*): нелинейный фазовый сдвиг вызывает перераспределение интенсивности между спектральными компонентами [13].

Автомодуляционный режим импульсного переключения внешнего резонатора способен таким образом инициировать включение в процесс формирования СКИ кооперативного эффекта излучения за счет чего обеспечивается существенное сокращение длительности импульса.

- [1] I n a b a H. // Jap. Annu. Rev. in Electron. Comput. and Telecom. 1982. P. 60-81.
- [2] D o w n e y P.M., B o w e r s J.E., T u - s k e r R.S., A g u e k u m E. // IEEE J. Quant. Electron. 1987. V. QE-23. N 6. P. 1034-1046.
- [3] T a n g C.L., W i s e F.M., W a l m s l e y I.A. // J. Modern Phys. 1988. V. 35. N 12. P. 1939-1950.
- [4] К е й с и X., П а н и ш М. Лазеры на гетероструктурах. Т. 2. М.: Мир, 1981. 364 с.
- [5] Е л и с е е в П.Г., Б о г а т о в А.П. // Тр. ФИАН. 1986. Т. 166. С. 15-51.
- [6] К л и м о н т о в и ч Ю.Л., П о г о р е л о в а Э.В. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. № 3. С. 605-612.
- [7] Н а u g H. // Z. Physik. 1966. V. 194. N 5. P. 482-506.
- [8] А п а н а с е в и ч П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск: Наука и техника, 1977. 496 с.
- [9] Б о р и с о в В.И., Л е б е д е в В.И., Ю р е в и ч В.А. // ЖПС. 1989. Т. 51. № 2. С. 207-212.
- [10] Ю р е в и ч В.А., Я с е н ь А.И. // Докл. АН БССР. 1989. Т. 33. № 9. С. 807-810.
- [11] B e l e n o v E.M., K r y u k o v P.G., N a z a r - k i n A.V., O r a e v s k y A.N., U s k o v A.V. // J. Opt. Soc. Amer. 1988. V. B5. N 5. P. 946-957.
- [12] В а р н а в с к и й О.П., К и р к и н А.Н., Л е о н - т о в и ч А.М., М а л и к о в Р.Ф., М о ж а р о в - с к и й А.М., Т р и ф о н о в Е.Д. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 4. С. 1227-1239.
- [13] Ю р е в и ч В.А. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 67. № 6. С. 1403-1405.

Отделение Института физики
им. Б.И. Степанова АН БССР,
Могилев

Поступило в Редакцию
25 января 1990 г.