

УДК 621.315.592

О.А. Бурій, С.С. Мельник, С.Б. Убізький, А.О. Матковський.

Національний університет "Львівська політехніка",  
кафедра напівпровідникової електроніки**ОПТИМІЗАЦІЯ МІКРОЧІПОВОГО Nd:YAG ЛАЗЕРА, ЩО ПРАЦЮЄ  
В РЕЖИМІ МОДУЛЬОВАНОЇ ДОБРОТНОСТІ**

© Бурій О.А., Мельник С.С., Убізький С.Б., Матковський А.О., 2001

O.A. Buryu, S.S. Melnik, S.B. Ubizskij, A.O. Matkovsky

**THE MICROCHIP Q-SWITCHED Nd:YAG LASER OPTIMIZATION**

© Buryu O.A., Melnik S.S., Ubizskij S.B., Matkovsky A.O., 2001

Розглянутий мікročіповий Nd:YAG лазер, модуляція добротності якого здійснюється за допомогою плівки  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ . Визначено оптимальні значення коефіцієнта відбиття вихідного дзеркала та початкового пропускання нелінійного абсорбера, які забезпечують максимальне значення енергії у генерованому імпульсі.

The microchip Nd:YAG laser Q-switched by the epitaxial film of the  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  saturable absorber is considered. The optimal values of the absorber initial transmission and the output mirror reflectivity are being optimized in order to reach the maximum of the energy at the laser pulse.

**Вступ.** Мікročіповий Nd:YAG-лазер, що працює в режимі модульованої добротності, представляє собою Nd:YAG підкладку з епітаксіально нарощеним шаром  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ , який виконує функцію поглинача, що насичується. Поглинання випромінювання генерації Nd:YAG-лазера відбувається між рівнями  ${}^3\text{A}_2 \rightarrow {}^3\text{T}_2$  (перехід з основних рівнів на збуджені) та  ${}^3\text{T}_2 \rightarrow {}^3\text{T}_1$  (перехід із нижчих збуджених рівнів на вищі) (рис. 1). Характерною особливістю плівки  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  є незначна квантова ефективність – загальні відносні енергетичні втрати в поглиначі становлять близько 89 % [1] (зокрема, на переході  ${}^3\text{T}_2 \rightarrow {}^3\text{A}_2$  вони становлять 85 %

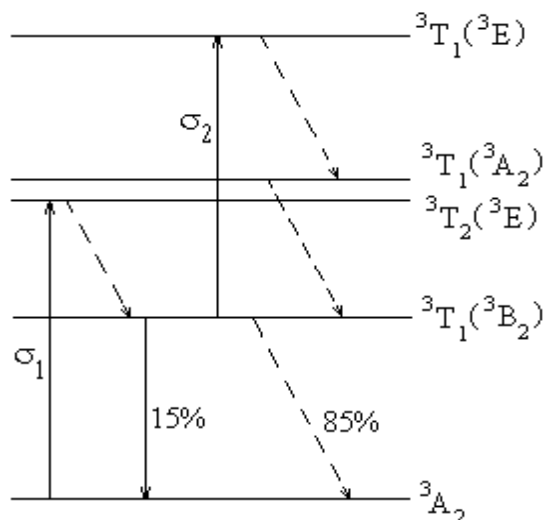


Рис. 1. Енергетична діаграма кристала  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ . Рівні  ${}^3\text{T}_1$ ,  ${}^3\text{T}_2$  є двократно виродженими

(рис. 1)). На вільні бічні поверхні підкладки та плівки нанесено дзеркала, одне з яких є прозорим для випромінювання діода накачування та непроникним для випромінювання генерації, тоді як інше частково пропускає лазерне випромінювання та повністю відбиває випромінювання накачування. Оптимізація параметрів мікročіпового Nd:YAG лазера із модуляцією добротності полягає у визначенні оптимального (для досягнення максимальної енергії в імпульсі) коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала ( $R_2$ ), а також початкової абсорбції поглинача, що визначається товщиною плівки  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG та концентрацією чотиривалентних іонів хрому.

**Розрахунки.** Часова залежність потужності випромінювання лазера визначається із системи швидкісних рівнянь, яка для випадку Nd:YAG лазера з  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG-модулятором добротності має вигляд [1]

$$\begin{cases} \frac{dn_a}{dt} = -n_a \frac{\sigma_a c_0}{V'} q - \frac{n_a}{\tau_{fa}} + W_p (n_{a0} - n_a), \\ \frac{dn_s}{dt} = -n_s \frac{\sigma_l c_0}{V'} q + \frac{n'_s}{\tau_{fs}}, \\ n_{s0} = n_s + n'_s, \\ \frac{dq}{dt} = (2n_a \sigma_a l_a - 2n_s \sigma_l l_s - 2n'_s \sigma_2 l_s - L) \frac{q}{t_r} + \varepsilon \cdot (n_{a0} + n_{a0}) c_0 \sigma_a \frac{l_a}{l'}, \quad t_r = \frac{2l'}{c_0}. \end{cases} \quad (1)$$

де  $c_0 = 3 \cdot 10^8$  м/с,  $n_{a0}$  – концентрація іонів  $\text{Nd}^{3+}$ ;  $n_{a0} \sim 1$  ат. %,  $n_{s0}$  – концентрація іонів  $\text{Cr}^{4+}$ ;  $n_{s0} \sim 10^{17} \div 10^{19} \text{см}^{-3}$ ;  $n_a$  – інверсія заселеності у активному середовищі;  $n_s$  – заселеність нижнього збудженого рівня  ${}^3A_2$  іона  $\text{Cr}^{4+}$ ;  $n'_s$  – заселеність верхнього збудженого рівня  ${}^3T_2$  іона  $\text{Cr}^{4+}$ ;  $\sigma_a$  – переріз переходу в Nd:YAG,  $\sigma_a = 3,5 \cdot 10^{-19} \text{см}^{-3}$ ;  $\sigma_l$ ,  $\sigma_2$  – ефективні перерізи переходів  ${}^3A_2 \rightarrow {}^3T_2$  та  ${}^3T_2 \rightarrow {}^3T_1$  відповідно  $\sigma_l = 1,5 \cdot 10^{-18} \text{см}^{-3}$ ,  $\sigma_2 = 1,0 \cdot 10^{-19} \text{см}^{-3}$ ;  $\tau_{fa}$  – час життя на верхньому лазерному рівні,  $\tau_{fa} = 0,23$  мс;  $\tau_{fs}$  – час життя на рівні  ${}^3T_2$  у  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG,  $\tau_{fs} = 3,5$  мкс;  $l_a$  – довжина активного середовища,  $l_a \sim 0,5 \div 1,0$  мм;  $l_s$  – товщина плівки  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG,  $l_s \sim 30 \div 250$  мкм;  $l' = n(l_a + l_s)$ ,  $n$  – показник заломлення Nd:YAG,  $n = 1,816$ ;  $W_p$  – швидкість накачування, пов'язана із потужністю накачування співвідношенням  $W_p = \frac{\eta P}{n_g V h \nu}$ ;  $P_n$  – потужність нака-

чування  $P_n \sim 1$  Вт;  $\eta$  – ККД накачування,  $\eta \sim 50$  %;  $V$  – об'єм області, що поглинає випромінювання накачування,  $V = l_a \cdot S$ ; де  $S$  – площа перерізу пучка накачування;  $n_g$  – концентрація іонів неодиму, що знаходяться в основному стані,  $n_g \approx n_{a0} - n_a$ ,  $\nu_n$  – частота випромінювання накачування  $\nu_n = c_0 / \lambda_n$ ,  $\lambda_n = 809$  нм;  $\varepsilon$  – безрозмірний коефіцієнт, що характеризує відносну потужність спонтанного випромінювання порівняно із вимушеним  $\varepsilon = 10^{-13}$  [2];  $V'$  – ефективний об'єм моди,  $V' = (l'/l_a) V_a$ ,  $V_a$  – об'єм моди,  $L = -\frac{1}{2} \ln R_1 R_2 + L_i$ ,  $L_i$  – величина, що визначає втрати у матеріалі,  $L_i \approx 0,01$ ,  $q$  – кількість фотонів в резонаторі, пов'язана із

вихідною потужністю лазера виразом  $P = \frac{h\nu}{t_r} \ln \left( \frac{1}{R_2} \right) q$ ,  $\nu$  – частота випромінювання. Визначивши з (1) залежність  $P = P(t)$  і виділивши в ній окремі імпульси, можна розрахувати енергію в імпульсі,  $E = \int_{t_1}^{t_2} P(t) dt$ .

Випромінювання Nd:YAG-лазером імпульсу відбувається в момент, коли інверсія  $n_a$  досягає такого рівня, що виконується умова генерації

$$2\sigma_a l_a n_a - 2\sigma_1 l_s n_{s0} - L > 0, \quad (2)$$

(як свідчать розрахунки, під час генерації імпульсу рівні  ${}^3T_1$  абсорбера є практично повністю збідені; через це доданком, що містить  $\sigma_2$ , тут можна знехтувати).

Оскільки енергія випромінювання збільшується із зростанням інверсної заселеності рівнів (точніше, із зростанням коефіцієнта використання інверсії  $(n_{ai}-n_{af})/n_{ai}$ , де  $n_{ai}$  – інверсія заселеності в активному середовищі на початку генерації гігантського імпульсу,  $n_{af}$  – інверсія заселеності по закінченні генерації), а інверсія перед початком генерації, як випливає з (2), є тим більшою, чим більші втрати вносяться нелінійним поглиначем, слід очікувати зростання енергії в імпульсі при зменшенні початкового пропускання абсорбера  $T_0 = \exp(-\sigma_1 n_{s0} l_s)$ . Проте, значне зменшення початкового пропускання може призвести до того, що порога генерації не буде досягнуто, тобто умова (2) не буде виконана ні при якому значенні  $n_a$  (при фіксованій швидкості накачування  $W_p$  максимально досяжним

значенням інверсії є  $n_{a\max} = \frac{\tau_{fa}}{1 + \tau_{fa} W_p} n_{a0}$  [2]). Енергія імпульсу буде максимальною, якщо

втрати, що вносяться абсорбером, забезпечують досягнення інверсії заселеності, близької до  $n_{a\max}$ , при цьому збільшення втрат можна досягти як збільшення концентрації іонів хрому, так і збільшенням товщини абсорбуючої плівки  $l_s$ . Залежність енергії в імпульсі від  $l_s$  показано на рис. 2, а. Як видно з рис. 2, а, при збільшенні товщини плівки енергія в імпульсі зростає, проте, при перевищенні деякого граничного значення  $l_s$  генерація зникає, оскільки умова (2) перестає виконуватися при будь-якому  $n_a \leq n_{a\max}$ .

Як випливає з (2), досягнення максимального значення інверсії може відбутися за таких значень початкового пропускання  $T_0$  та коефіцієнта відбиття вихідного дзеркала  $R_2$ , які задовольняють співвідношення

$$T_{0\text{opt}} = \frac{1}{(R_1 R_2)^{1/4}} \exp(-\sigma_a l_a n_{a\max} + L_i/2) \quad \text{або} \quad l_s n_{s0} = \frac{2\sigma_a l_a n_a - L_i - \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{2\sigma_1}. \quad (3)$$

Ці вирази встановлюють зв'язок між пороговим значенням добутку  $l_s n_{s0}$  (або оптичною густиною  $D = \sigma_1 l_s n_{s0}$ ) та коефіцієнтом відбиття вихідного дзеркала  $R_2$ . Оптимальне значення початкового пропускання  $T_0$  можна визначити, розрахувавши вихідні характеристики лазера в різних точках в околі порога генерації (для різних значень  $T_0$ ). Результати таких розрахунків зображено на рис. 2, б. Наведені залежності побудовано для різних значень концентрації іонів хрому  $n_{s0}$  (при одночасній зміні  $l_s$ , такій, що початкове пропускання лишається постійним). Як випливає з графіка, збільшення концентрації іонів хрому зумовлює зростання, хоча й не дуже суттєвого, значення енергії в імпульсі, за якою здійснюється оптимізація. Після визначення оптимального значення початкового пропускання (при заданих параметрах активного середовища та джерела накачування), оптимальний коефіцієнт відбиття розраховується за допомогою співвідношення (3).

Аналогічну задачу розглянуто в [3], де в певних наближеннях отримано наступні вирази для оптимальних значень коефіцієнта відбиття, початкового пропускання та відповідної їм енергії в імпульсі. Для мікрочіпового лазера, параметри якого відповідають використа-

ним при отриманні залежностей, показаних на рис. 1, б, розрахунок за цими формулами дає для оптимального дзеркала  $R_2=0,952$ , для оптимального початкового пропускання  $T_0=0,781$ , для максимального значення енергії  $7,32 \cdot 10^{-5}$  Дж. Таке значення енергії хоча й узгоджується з результатами числового розв'язання системи швидкісних рівнянь при даних значеннях  $R_2$  та  $T_0$ , проте, як видно з рис. 1, б, не є оптимальним, що пояснюється, вочевидь, наближеним характером виразів, наведених у [3].

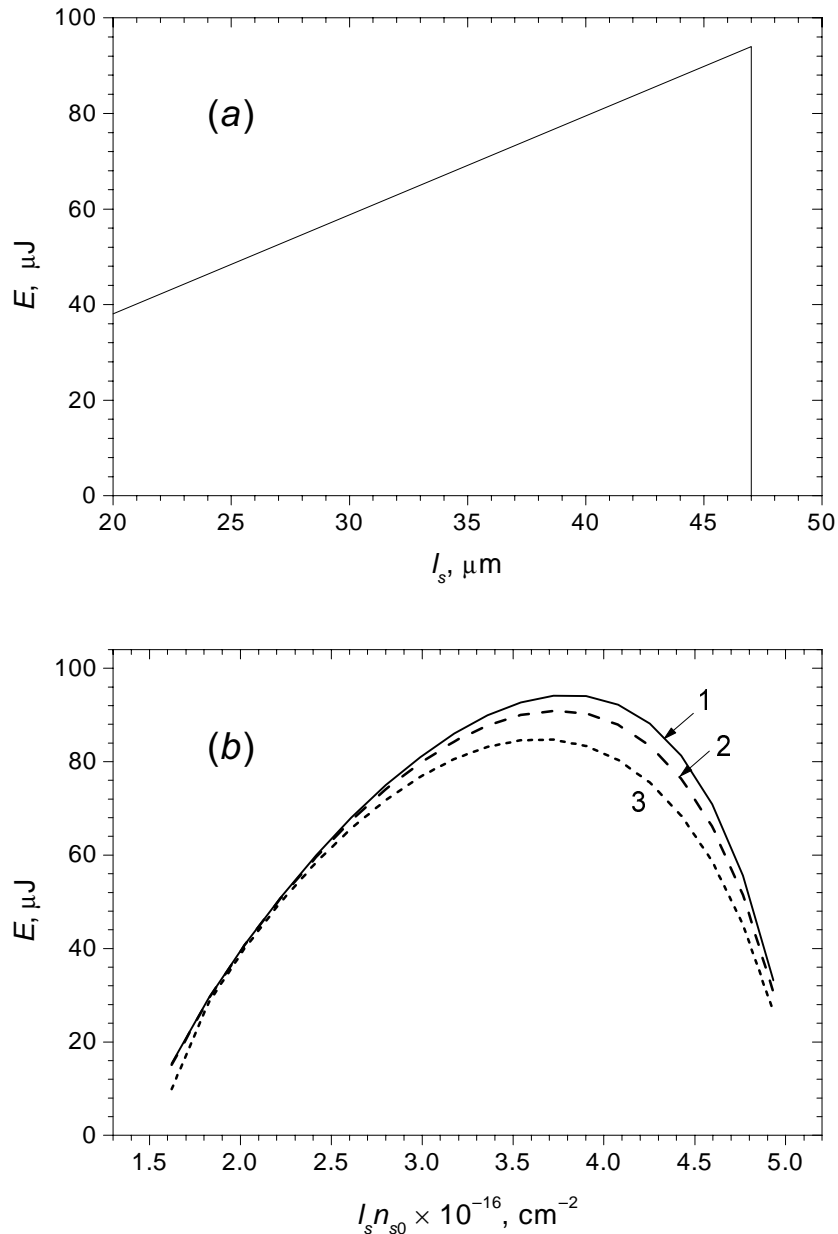


Рис. 2. Залежності енергії в імпульсі від а – товщини абсорбуючої плівки, б – від добутку  $l_s n_{s0}$  (1 –  $n_{s0} = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , 2 –  $n_{s0} = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , 3 –  $n_{s0} = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ )

Проведений аналіз системи швидкісних рівнянь вказує також на, взагалі кажучи, немонотонну залежність частоти слідування імпульсів  $f$  від коефіцієнта відбиття вихідного дзеркала  $R_2$ . Так, для  $n_{s0} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $l_s = 110 \text{ мкм}$  на залежності  $f = f(R_2)$  при  $R_2 \approx 0.93$  спостерігається мінімум (рис. 3, а). Така особливість пояснюється характером часової залежності інверсії населеності  $n_a$  для різних значень  $R_2$  (рис. 3, б). Дійсно, як впливає з умови гене-

рації (2) та як видно з рис. 2, б, збільшення  $R_2$  зумовлює зменшення загальних втрат, а, отже, до зменшення порогового значення  $n_{a1}$ . Різниця ж між значеннями інверсії заселеностей до і після генерації імпульсу при цьому зростає, оскільки високий  $R_2$  забезпечує більш ефективний зворотній зв'язок, тобто індуквані переходи із верхнього лазерного рівня на нижній є більш інтенсивними. Після закінчення імпульсу зростання інверсії заселеностей відбувається за законом [2]

$$n_a = \frac{\tau_{fa}}{1 + \tau_{fa} W_p} n_{a0} \left( 1 - e^{-\left( \frac{1}{\tau_{fa}} + W_p \right) t} \right) \quad (4)$$

З (4) випливає, що в міру заселення верхнього лазерного рівня швидкість наростання інверсії зменшується.

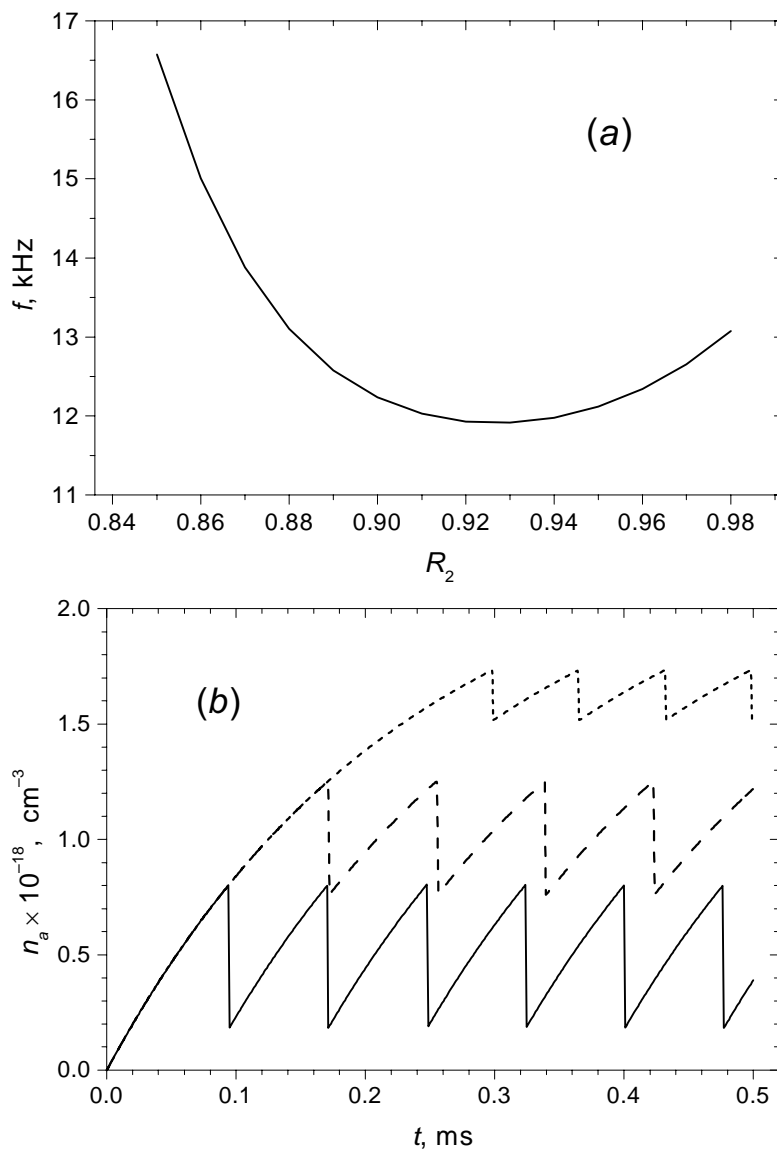


Рис. 3. Залежність частоти повторення імпульсів від коефіцієнта відбиття вихідного дзеркала  $R_2$  (а) та часові залежності інверсії заселеності  $n_a$  (б) для різних значень  $R_2$  при  $n_{s0} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $l_s = 110 \text{ мкм}$ . На рис. б суцільна крива відповідає коефіцієнту відбиття  $R_2 = 0,98$ , штрихова –  $R_2 = 0,92$ , пунктирна –  $R_2 = 0,86$

Отже, при збільшенні  $R_2$  існують дві протилежні тенденції – зростання різниці між початковим та кінцевим значеннями інверсії (що збільшує час, необхідний для досягнення початкового значення інверсії  $n_{ai}$ , а отже, зменшує частоту) та збільшення швидкості наростання інверсії  $dn_a/dt$  (що призводить до зростання частоти). Існування цих двох тенденцій і зумовлює немонотонність залежностей  $f=f(R_2)$ .

**Висновки.** Внаслідок проведених досліджень доходимо таких висновків:

1. Оптимальною, з погляду досягнення максимальної енергії в імпульсі, є робота мікросіпового лазера в околі порога генерації. При цьому умова генерації (3) дає можливість встановити зв'язок між коефіцієнтом відбивання вихідного дзеркала та початковим пропусканням абсорбера.

2. При одному й тому самому значенні початкового пропускання енергія та пікова потужність в імпульсі є тим більшими, чим більшою є концентрація іонів  $\text{Cr}^{4+}$  (при відповідно меншій товщині абсорбуючої плівки). Відносно зростання енергії в імпульсі при збільшенні концентрації іонів  $\text{Cr}^{4+}$  від  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  до  $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  становить близько 10 %.

3. Наближений метод розв'язання швидкісних рівнянь [3] та отримані на його основі вирази для оптимальних значень коефіцієнта відбиття та початкового пропускання не є достатньою мірою коректними, оскільки похибка, що вноситься при цьому (порівняно із результатами, отриманими при числовому розв'язанні системи диференціальних рівнянь) дорівнює ~25 %.

4. Частота слідування імпульсів, взагалі кажучи, немонотонно залежить від коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала, що пояснюється характером часової залежності інверсії заселеності для різних значень  $R_2$ . При цьому для певних значень параметрів активного середовища, нелінійного поглинач та джерела накачування залежність  $f=f(R_2)$  може мати як зростаючий, так і спадний характер, а також містити точку екстремуму.

1. T. Dascalu, G. Philipps, H. Weber // *Optics & Laser Technology*. 1997. 29/3. P. 145 – 149. 2. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д., Шалаев Е.А., Шокин А.А. *Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом*. М.: Радио и связь, 1985. 3. Mierczyk Z. *Nieliniowe absorbery*. Warszawa, Wojskowa Akademia Techniczna, 2000.