

LASERI CU YAG:Er CU EMISIE LA 3 MICRONI; PERFORMANTE SI LIMITE

Serban Georgescu

**Institutul National pentru Fizica laserilor,
Plasmei si Radiatiei**

Laboratorul Electronica Cuantica a Solidului

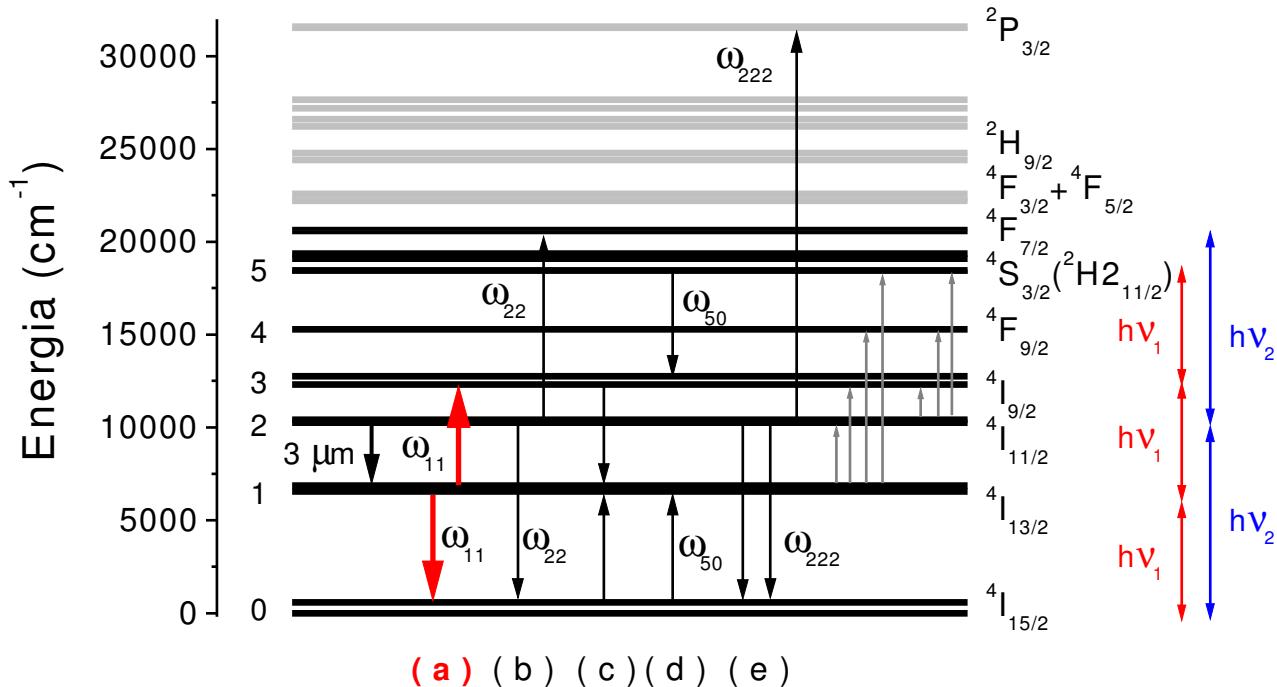


Fig. 1. Schema de nivele a Er^{3+} ; sunt prezentate principalele procese de transfer de energie: (a) – conversie superioara de pe nivelul $^4\text{I}_{13/2}$, (b) conversie superioara de pe nivelul $^4\text{I}_{11/2}$, (c), (d) relaxare incruisata, (e) conversie superioara de trei ioni. Cu linii gri: procese ESA.

Procesul (a) goleste nivelul laser terminal alimentand nivelul laser initial. Acest proces asigura functionarea laserului.

Sistemul de ecuații de rata

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_1}{dt} &= -\frac{N_1}{T_1} + \frac{N_2}{T_2} - 2\omega_{11}N_1^2 + \omega_{50}N_0N_5 \\
 &\quad + \sigma(\alpha N_2 - \beta N_1)\phi - (R_2^{e1} + R_3^{e1} \\
 &\quad + R_4^{e1} + R_5^{e1})N_1 + R_{p1}N_0 \\
 \frac{dN_2}{dt} &= -\frac{N_2}{T_2} + \frac{N_3}{T_3} - 2\omega_{22}N_2^2 - \sigma(\alpha N_2 - \beta N_1)\phi \\
 &\quad - (R_3^{e2} + R_4^{e2} + R_5^{e2})N_2 + R_2^{e1}N_1 + R_{p2}N_0 \\
 \frac{dN_3}{dt} &= -\frac{N_3}{T_3} + \frac{N_4}{T_4} + \omega_{11}N_1^2 + \omega_{50}N_0N_5 \\
 &\quad + R_3^{e1}N_1 + R_3^{e2}N_2 + R_{p3}N_0 \\
 \frac{dN_4}{dt} &= -\frac{N_4}{T_4} + \frac{N_5}{T_5} + R_4^{e1}N_1 + R_4^{e2}N_1 + R_{p4}N_0 \\
 \frac{dN_5}{dt} &= -\frac{N_5}{T_5} - \omega_{50}N_0N_5 \\
 &\quad + \omega_{22}N_2^2 + R_5^{e1}N_1 + R_5^{e2}N_2 + R_{p5}N_0 \\
 \frac{d\phi}{dt} &= \frac{c\phi l_p}{l' + (n-1)l} [\sigma(\alpha N_2 - \beta N_1) - \rho] + k \frac{N_2}{T_2}.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Unde: N_1-N_5 reprezinta popualtiile nivelelor ${}^4I_{13/2} - {}^4S_{3/2}$ cu timpii de viata ai fluorescentei T_i .

R_{pi} este rata de pompaj in nivelul i iar R_j^{ei} este rata proceselor ESA.

Semnificatia marimilor ω_{ij} rezulta din Fig. 1.

σ este sectiunea de emisie laser iar α si β sunt factorii de populare Boltzmann pentru nivelul laser initial (${}^4I_{11/2}$) si final (${}^4I_{13/2}$) (Fig. 1) iar ρ reprezinta pierderile totale in rezonatorul laser de lungime l , l fiind lungimea mediului activ de indice de refractie n .

$T_1 > T_2$

În YAG tranzitiile multifononice sunt foarte puternice conectând nivelele succesive.

$T_1 = 6400 \mu s$, $T_2 = 100 \mu s$,
 $T_3 < 0.05 \mu s$, $T_4 = 1.5 \mu s$ și $T_5 = 16.7 \mu s$.

$\alpha = 0.218$, $\beta = 0.055$

$\omega_{50} = 1.06 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$

$\omega_{11} = 1.3 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$

$\omega_{22} = 1.2 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$

Tinand seama de inegalitatea T_1 , $T_2 \gg T_3, T_4, T_5$ sistemul (1) se simplifica la

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} = & -\frac{N_1}{T_1} + \frac{N_2}{T_2} - 2\omega_{11}N_1^2 + \omega_{22}N_2^2 \\ & + \sigma(\alpha N_2 - \beta N_1)\phi - (R_2^{e1} + R_3^{e1} + R_4^{e1}) N_1 \\ & + R_5^{e2}N_2 + R_1N_0 \\ \frac{dN_2}{dt} = & -\frac{N_2}{T_2} + \omega_{11}N_1^2 - \omega_{22}N_2^2 - \sigma(\alpha N_2 - \beta N_1)\phi \\ & + (R_2^{e1} + R_3^{e1} + R_4^{e1} + R_5^{e1}) N_1 + R_2N_0 \\ \frac{d\phi}{dt} = & \frac{c\phi l_p}{l' + (n-1)l} [\sigma(\alpha N_2 - \beta N_1) - \rho] + k \frac{N_2}{T_2} \end{aligned} \quad (2)$$

unde $R_1 = R_{p1} + R_{p5}$ și $R_2 = R_{p2} + R_{p3} + R_{p4} + R_{p5}$.

REGIMUL STATIONAR

În regim stationar, deasupra pragului de oscilație, sistemul de ecuații (2) devine:

$$\begin{aligned} & -\frac{N_1}{T_1} + \frac{N_2}{T_2} - 2\omega_{11}N_1^2 + \omega_{22}N_2^2 + \rho\phi \\ & - (R_2^{e1} + R_3^{e1} + R_4^{e1}) N_1 + R_5^{e2}N_2 + R_1N_0 = 0 \\ & -\frac{N_2}{T_2} + \omega_{11}N_1^2 - \omega_{22}N_2^2 - \rho\phi \\ & + (R_2^{e1} + R_3^{e1} + R_4^{e1} + R_5^{e1}) N_1 + R_2N_0 = 0 \\ & \alpha N_2 - \beta N_1 = \rho/\sigma \end{aligned} \tag{3}$$

în care am neglijat termenul de fluorescentă.

Solutiile sistemului stationar sunt:

$$N_1 = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\omega_{11}T_1'^2 [(R_1 + R_2)N_0 + R_5^{e2}\rho / (\alpha\sigma)]}}{2\omega_{11}T_1'}$$

$$N_2 = \frac{\beta}{\alpha}N_1 + \frac{\rho}{\alpha\sigma}$$

$$\phi = [R_2 + (1 - p^2)(R_1 + R_2)] \frac{N_0}{\rho}$$

$$\begin{aligned}
 &+ \frac{(1 - p^2)}{\alpha\sigma} R_5^{e2} + (R_2^{e1} + R_3^{e1} + R_4^{e1} + R_5^{e1}) \frac{N_1}{\rho} \\
 &- \frac{1 - p^2}{T_1'} \frac{N_1}{\rho} - \frac{\beta}{\alpha T_2'} \frac{N_1}{\rho} - \frac{1}{\alpha\sigma T_2} - \frac{\omega_{22}\rho}{\alpha^2\sigma^2} \tag{4}
 \end{aligned}$$

Unde: $\frac{1}{T_1'} = \frac{1}{T_1} - R_5^{e1} - \frac{\beta}{\alpha} R_5^{e2}, \quad \frac{1}{T_2'} = \frac{1}{T_2} + \frac{2\omega_{22}\rho}{\alpha\rho}$

iar $p = (\beta/\alpha)\sqrt{\omega_{11}/\omega_{22}}$ este un factor de merit adimensional.

Eficiența cuantica: raportul intre numarul de fotoni creati in rezonatorul laser in unitatea de timp si cm³ si numarul de fotoni de pompaj absorbiti in unitatea de timp si cm³.

Numarul de fotoni creati in rezonatorul laser in unitatea de timp si cm³ este:

$$\sigma(\alpha N_2 - \beta N_1)\phi$$

In regim stationar

$$\sigma(\alpha N_2 - \beta N_1)\phi = \rho\phi$$

Numarul de fotoni absorbiti in unitatea de timp si cm³ este RN_0 .

Eficiența cuantica:

$$\eta_q = \frac{\rho\phi}{RN_0}$$

In limita pompajului puternic

$$\eta_q^h = \frac{R_2 + (1-p^2)(R_1 + R_2)}{R}$$



| | |
|-----------------------|---------------------------------------|
| $\eta_q^h = 1 - p^2$ | pompaj in ${}^4I_{13/2}$ |
| $\eta_q^h = 2 - p^2$ | pompaj in ${}^4I_{11/2}, {}^4I_{9/2}$ |
| $\eta_q^h = 3 - 2p^2$ | pompaj in ${}^4S_{3/2}$ |

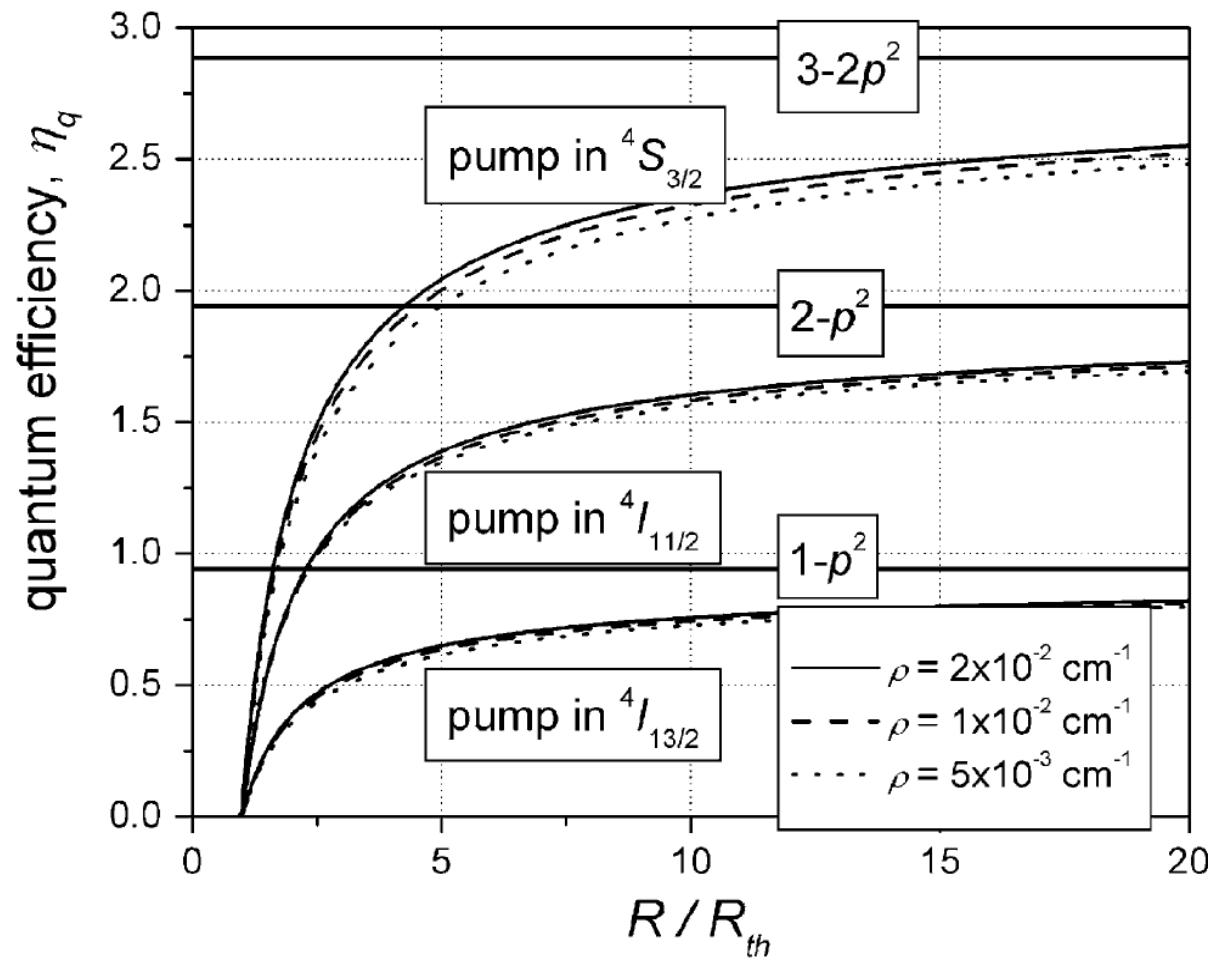


Fig. 2. Eficiența cuantica a laserului YAG:Er in regim continuu functie de intensitatea pompajului (in unitati de pompaj la prag) pentru diferite pierderi. Liniile drepte situate la 2.88, 1.94 si 0.94 reprezinta limitele pentru pompaj puternic.

Tinand seama de defectul cuantic (raportul intre energia fotonului emis ($h\nu_L$) si cea a fotonului absorbit ($h\nu_p$)), limita superioara a eficientei este

$$\eta^h = \frac{\rho_u}{\rho} \eta_q^h \frac{\nu_L}{\nu_p} \frac{V_{\text{mode}}}{V_{\text{pump}}}$$

unde $\rho_u = (1/2l_p) \ln(1/r_2)$ reprezinta pierderile utile.

/ \

lungimea pompata

reflectivitatea oglinzii de extractie

Pentru $\eta_q = 1$ si pentru $\rho = \rho_u$, $V_{\text{mode}} = V_{\text{pump}}$ (conditii ideale) limita superioara a eficientei laser devine

$$\eta^h = (\nu_L / \nu_p)$$

Pentru laserul YAG:Er pompat in ${}^4I_{11/2}$ ($\lambda_p = 0.96 \mu m$) acest raport este 32.6%. *Orice valoare mai mare de 32.6% a eficientei laser inseamna o valoare mai mare ca 1 a eficientei cuantice.* Eficienta cuantica supraunitara s-a obtinut in Er:GSGG, Er:YLiF₄ si Er:YAG.

REGIMUL DE GENERARE LIBERA

Regimul de generare libera se obtine pentru pompaj cu lampa flash, prin urmare la densitati mici de pompaj si eficiente cunatice mici.

Se folosesc rezultatele de la generarea in regim stationar introducand o ‘eficienta relativa’ ca fiind raportul intre energiile emise in acelasi interval de timp in cele doua regimuri.

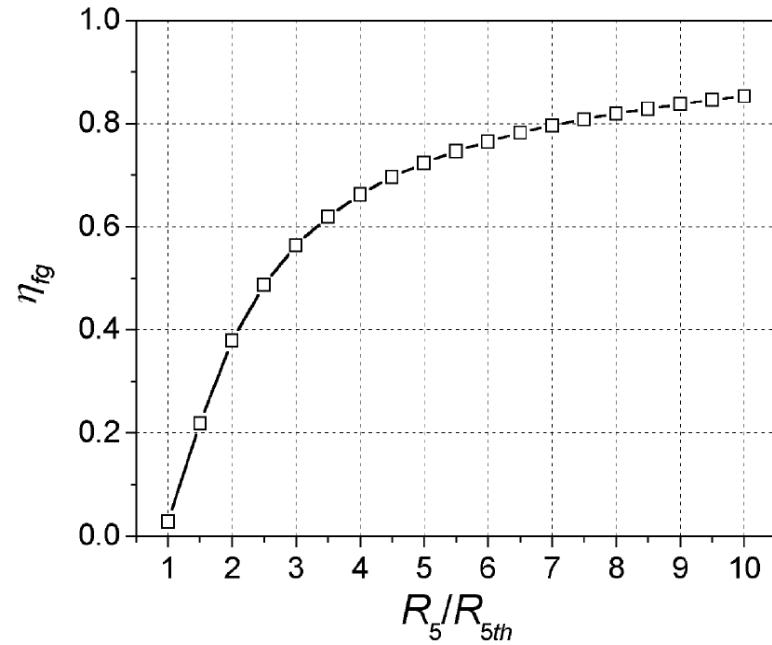


Fig. 3. Eficienta relativa η_{fg} in regimul de generare libera functie de rata de pompaj (in unitati de ’prag’). Pompajul are loc in nivelul ${}^4S_{3/2}$ (cea mai mare parte a energiei emise de lampa este absorbita in nivele superioare lui ${}^4S_{3/2}$ de pe care ajunge pe acest nivel).

Tinand seama de eficienta de pompaj a cavitatii (~50%) eficienta este

$$\eta = \frac{\rho_u}{\rho} \eta_{q5} \frac{V_{\text{mode}}}{V_{\text{pump}}} \frac{\lambda_p}{\lambda_L} \eta_{fg} \eta_{\text{cavity}} \eta_{el} \eta_{qd}$$

estimata la 2.8%.

REGIMUL Q-SWITCH

Sistemul de ecuatii de rata simplificat, fara termenii ESA, este

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{N_1}{T_1} + \frac{N_2}{T_2} - 2\omega_{11}N_1^2 + \omega_{22}N_2^2$$

$$+ \sigma(\alpha N_2 - \beta N_1)\phi + R_1 N_0$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2}{T_2} + \omega_{11}N_1^2 - \omega_{22}N_2^2$$

$$- \sigma(\alpha N_2 - \beta N_1)\phi + R_2 N_0$$

$$\frac{d\phi}{dt} = v\phi[\sigma(\alpha N_2 - \beta N_1) - \rho] + k\frac{N_2}{T_2}$$

cu $v = cl_p/[l' + (n - 1)l]$

Multiplicand primele doua ecuații cu $h\nu_1$ și $h\nu_2$ (Fig. 1) și sumand

$$\begin{aligned} & (h\nu_1 R_1 + h\nu_2 R_2) N_0 \\ &= \frac{d}{dt} (h\nu_1 N_1 + h\nu_2 N_2) + \frac{N_1}{T_1} h\nu_1 + \frac{N_2}{T_2} (h\nu_2 - h\nu_1) \\ &+ \omega_{11} N_1^2 (2h\nu_1 - h\nu_2) + \omega_{22} N_2^2 (h\nu_2 - h\nu_1) \\ &+ (h\nu_2 - h\nu_1) \frac{1}{v} \frac{d\phi}{dt} + (h\nu_2 - h\nu_1) \rho \phi \end{aligned}$$

Integrand sistemul intre t_1 si t_2 (inceputul si sfarsitul pulsului gigant),
 $\phi(t_1) = \phi(t_2) = 0$

$$N_0 \int_{t_1}^{t_2} (h\nu_1 R_1 + h\nu_2 R_2) dt \quad \text{— Energia absorbita}$$

$$= (h\nu_1 N_1 + h\nu_2 N_2)|_{t_1}^{t_2} \quad \text{— Variatia energiei stocate}$$

$$\text{Energie pierduta} \quad + \frac{h\nu_1}{T_1} \int_{t_1}^{t_2} N_1 dt + \frac{(h\nu_2 - h\nu_1)}{T_2} \int_{t_1}^{t_2} N_2 dt \quad \text{— Energie pierduta}$$

$$\text{Energie pierduta} \quad + \omega_{11}(2h\nu_1 - h\nu_2) \int_{t_1}^{t_2} N_1^2 dt + \omega_{22}(h\nu_2 - h\nu_1) \int_{t_1}^{t_2} N_2^2 dt \quad \text{— Energie pierduta}$$

$$+ (h\nu_2 - h\nu_1) \rho_0 \int_{t_1}^{t_2} \phi dt + (h\nu_2 - h\nu_1) \frac{\ln(1/r_2)}{2l_p} \int_{t_1}^{t_2} \phi dt$$

Energie pierduta

Energia emisa ca puls laser

Aceasta ecuatie reprezinta conservarea energiei in sistem: energia obtinuta prin pompaj (termenul din membrul stang) echilibreaza variatia energiei stocate, energia emisa ca puls laser si peierderile.

Daca Q-switch-ul se deschide la sfarsitul pulsului de pompaj, in timpul generarii pulsului laser termenul de pompaj e zero si singura sursa de energie accesibila este energia stocata. ***Din cauza termenilor de pierderi, energia pulsului laser este intotdeauna mai mica decat variatia energiei stocate.***

In timpul pulsului laser, neglijand contributiile tranzitiilor implicand T_1 si T_2 precum si procele de conversie superioara (lente in raport cu pulsul laser), se impun doua conditii asupra populatiilor N_1 si N_2 :

Variatia populatiei

nivelului initial =

variatia populatiei

nivelului final

$$N_1^f - N_1^i = N_2^i - N_2^f$$

$$\alpha N_2^f - \beta N_1^f = 0$$

In limita pompajului puternic inversia de populatie finala e 0.

Rezulta

$$N_1^f = \frac{\alpha}{\alpha + \beta} (N_1^i + N_2^i) \quad \Delta E_{\text{store}} = (h\nu_1 N_1 + h\nu_2 N_2)|_{t_1}^{t_2}$$

$$\begin{aligned} N_2^f &= \frac{\beta}{\alpha + \beta} (N_1^i + N_2^i) \\ &= \left(h\nu_1 N_1^f + h\nu_2 N_2^f \right) - \left(h\nu_1 N_1^i + h\nu_2 N_2^i \right) \\ &= -\frac{h\nu_2 - h\nu_1}{\alpha + \beta} (\alpha N_2^i - \beta N_1^i). \end{aligned}$$

Valoarea relativă a variației energiei stocate este

$$\left| \frac{\Delta E_{\text{store}}}{E_{\text{store}}^i} \right| = \frac{(h\nu_2 - h\nu_1)(\alpha N_2 - \beta N_1)}{(\alpha + \beta)(h\nu_1 N_1 + h\nu_2 N_2)}$$

In limita pompajului puternic

$p = 0$

$$N_1^i \approx \sqrt{(R_1 + R_2)/\omega_{11}}$$

$$N_2^i \approx \sqrt{(R_1 + 2R_2)/\omega_{22}}$$

$$\begin{aligned} \left| \frac{\Delta E_{\text{store}}}{E_{\text{store}}^i} \right| &\approx \frac{\gamma(\nu_2 - \nu_1)}{1 + \gamma} \frac{1}{\nu_2} \\ &= \frac{\gamma}{1 + \gamma} \left(1 - \frac{\nu_1}{\nu_2} \right) = 0.29 \end{aligned}$$

Pentru $p = 0.24$ (YAG:Er(50%))

$$\left| \frac{\Delta E_{\text{store}}}{E_{\text{store}}^i} \right| = 0.17$$

iar energia pulsului laser este mai mică decât variația energiei stocate.

CONCLUZII

Sistemul YAG:Er cu emisie la 3 microni este caracterizat de relatia $T_1 (^4I_{13/2}) > T_2 (^4I_{11/2})$ – timpul de viata al nivelului laser initial este mai scurt ca cel al nivelului laser final. Functionarea acestui laser se datoreaza procesului de conversie superioara de pe $^4I_{13/2}$.

Fiind bazat pe un proces nelinear, eficienta acestui laser depinde de intensitatea pompajului. Eficienta poate fi ridicata in regim stationar (eficienta cuantica supraunitara) pentru intensitati mari de pompaj.

In regim de generare libera (pompaj cu lampa flash) eficienta e scazuta datorita, in primul rand, nivelului scazut de pompaj.

In regim de Q-switch eficienta e scazuta datorita accesului limitat la energia stocata in timpul producerii pulsului laser. Procesul de conversie superioara de pe $^4I_{13/2}$ este prea lent pentru a avea o contributie notabila in timpul pulsului laser.