

Bạn đang truy cập nguồn tài liệu chất lượng cao do www.mientayvn.com phát hành. Đây là bản xem trước của tài liệu, một số thông tin và hình ảnh đã bị ẩn đi. Bạn chỉ xem được toàn bộ tài liệu với nội dung đầy đủ và định dạng gốc khi đã thanh toán. Rất có thể thông tin mà bạn đang tìm bị khuất trong phần nội dung bị ẩn.

.....
Liên hệ với chúng tôi: thanhlam1910_2006@yahoo.com hoặc frbwrthes@gmail.com

.....
Thông tin về tài liệu

Số thứ tự tài liệu này là (số thứ tự tài liệu dùng để tra cứu thông tin về giá của nó): 1864

Định dạng gốc: .pdf, .doc

.....
Xem giá cả và hình thức thanh toán tại đây: www.mientayvn.com/bg_thanh_toan.html

Tập tin có cài pass (bạn sẽ nhận được pass sau khi đã thanh toán):

www.mientayvn.com/DICH_THUAT/PROBLEMS_IN_LASER_PHYSICS_1864.rar

.....
Các tài liệu được tặng miễn phí kèm theo: www.mientayvn.com/Tai_lieu_cung_chu_de/1864.doc

.....
CHÚNG TÔI RẤT MUỐN CUNG CẤP TÀI LIỆU NÀY MIỄN PHÍ CHO CÁC HỌC SINH, SINH VIÊN NGHÈO, HOẶC CÓ HOÀN CẢNH ĐẶC BIỆT KHÓ KHĂN. ĐỂ NHẬN ĐƯỢC TÀI LIỆU NÀY MIỄN PHÍ, HÃY THỰC HIỆN THEO CÁC YÊU CẦU Ở MỤC 1, 3, 5, 8, 9, 10 TRONG LIÊN KẾT SAU ĐÂY: http://mientayvn.com/Trao_doi_tai_nguyen.html

Theo yêu cầu của khách hàng, trong một năm qua, chúng tôi đã dịch qua 16 môn học, 34 cuốn sách, 43 bài báo, 5 sổ tay (chưa tính các tài liệu từ năm 2010 trở về trước) Xem ở đây

**DỊCH VỤ
DỊCH
TIẾNG
ANH
CHUYÊN
NGÀNH
NHANH
NHẤT VÀ
CHÍNH
XÁC
NHẤT**

Chỉ sau một lần liên lạc, việc dịch được tiến hành

Giá cả: có thể giảm đến 10 nghìn/1 trang

Chất lượng: Tao dung niềm tin cho khách hàng bằng công nghệ 1. Bạn thấy được toàn bộ bản dịch; 2. Bạn đánh giá chất lượng. 3. Bạn quyết định thanh toán.

Tài liệu này được dịch sang tiếng việt bởi:

www.mientayvn.com

Từ bản gốc:

<https://docs.google.com/file/d/0B2JJMzjBjcwUml4Tnh5VINxLTg/edit>

Liên hệ:

thanhlam1910_2006@yahoo.com hoặc frbwrthes@gmail.com

Dịch tài liệu của bạn:

http://www.mientayvn.com/dich_tiang_anh_chuyen_nghanh.html

www.mientayvn.com

Dịch tiếng anh chuyên ngành khoa học tự nhiên và kĩ thuật.

Dịch các bài giảng trong chương trình học liệu mở của học viện MIT, Yale.

Tìm và dịch tài liệu phục vụ cho sinh viên làm seminar, luận văn.

Tại sao mọi thứ đều miễn phí và chuyên nghiệp ???

Trao đổi trực tuyến tại:

http://www.mientayvn.com/chat_box_li.html

Chương 6 : Quá trình bơm

Bài tập

6.1P Tốc độ bơm tới hạn trong laser Nd : YLF được bơm bằng đèn :

Thanh Nd:YLF đường kính 5mm , dài 6.5 cm , với 1.3×10^{20} nguyên tử Nd/cm^3 được bơm liên tục bằng 2 đèn trong một cấu hình ghép chặt (ghép trực tiếp). Khoảng cách năng lượng giữa mức laser trên và mức cơ bản gần tương ứng với bước sóng 940 nm . Công suất bơm điện của mỗi đèn ở ngưỡng khi thanh được đưa vào buồng cộng hưởng laser là $P_{\text{lamp}} = 1\text{kW}$. Giả sử rằng thanh được bơm đồng đều với hiệu suất bơm toàn phần là $\eta_p = 4\%$, tính toán tốc độ bơm tới hạn tương ứng.

6.2P Biểu thức tốc độ bơm của quá trình bơm dọc :

Chứng minh rằng đối với quá trình bơm dọc, tốc độ bơm là $R_p(r, z) = \alpha I_p(r, z) / h\nu_p$, ở đây $I_p(r, z)$ là cường độ bơm trong môi trường hoạt tính và α là hệ số hấp thụ ở tần số ν_p của quá trình bơm.

Trong môi trường hoạt tính, sự biến đổi của mật độ các mức năng lượng theo thời gian được mô tả bởi các phương trình động học:

Đối với mức năng lượng dưới, phương trình động học có dạng:

Trong đó, $\lambda_1 = \nu_p$ là tần số của ánh sáng bơm, γ_1 là hằng số suy giảm tự nhiên của mức dưới.

Đối với mức năng lượng trên, phương trình động học có dạng:

Trong đó, $\sigma_1 = \sigma_{12} N_2$ là tiết diện hấp thụ của mức trên, $\eta_1 = \nu_p$ là tần số của ánh sáng bơm, ω_1 là tần số của ánh sáng phát xạ.

Trong trường hợp bơm dọc, ta có $\omega_1 = \nu_p$.

Đối với mức năng lượng trung gian, phương trình động học có dạng:

Trong đó, ω_2 là tần số của ánh sáng phát xạ, γ_2 là hằng số suy giảm tự nhiên của mức trung gian.

Đối với mức năng lượng cao, phương trình động học có dạng:

Trong đó, ω_3 là tần số của ánh sáng phát xạ, γ_3 là hằng số suy giảm tự nhiên của mức cao.

Đối với mức năng lượng thấp, phương trình động học có dạng:

Trong đó, ω_4 là tần số của ánh sáng phát xạ, γ_4 là hằng số suy giảm tự nhiên của mức thấp.

Đối với mức năng lượng rất thấp, phương trình động học có dạng:

Trong đó, ω_5 là tần số của ánh sáng phát xạ, γ_5 là hằng số suy giảm tự nhiên của mức rất thấp.

Đối với mức năng lượng rất cao, phương trình động học có dạng:

Trong đó, ω_6 là tần số của ánh sáng phát xạ, γ_6 là hằng số suy giảm tự nhiên của mức rất cao.

Đối với mức năng lượng rất rất thấp, phương trình động học có dạng:

Trong đó, ω_7 là tần số của ánh sáng phát xạ, γ_7 là hằng số suy giảm tự nhiên của mức rất rất thấp.

_____ $\gamma =$ _____

_____ $\sigma_1 =$ _____

$\tau =$ _____ μ _____

|

|

_____ $\gamma =$ _____

_____ $\omega_1 =$ _____

_____ $\alpha =$ _____

_____ $\alpha =$ _____

|

|

_____ $\mu_1 =$ _____

_____ $\mu_2 =$ _____

_____ $\tau =$ _____ μ _____

_____ $\sigma_1 =$ _____

_____ μ _____

|

|

_____ $\omega_1 =$ _____ μ _____

_____ $\lambda =$ _____ μ _____

_____ $\sigma_1 =$ _____ $\sigma_2 =$ _____

_____ $\tau =$ _____

... $\gamma =$...

... Công suất bơm trung bình của hệ thống ...

... $\tau = \mu$... $\sigma_{\tau} =$... $\eta_{\tau} =$... $\gamma =$...

... **...** ...

... $\alpha_{\tau} =$...

... Cường độ dòng ra cực đại của hệ thống ...

... $\sigma_{\tau} =$... $\tau = \mu$... $\gamma =$...

... hình toán học để bơm cần thiết để thu được cường độ đầu ra cực đại ...

... **...** ...

... hình toán học để bơm cần thiết để thu được cường độ đầu ra cực đại ...

... ? ...

... hình toán học để bơm cần thiết để thu được cường độ đầu ra cực đại ...

... của nó là ...

... của các electron trong laser ...

... của các nguyên tử ...

$\sigma_{21} = \dots$...

... của đơn vị đơn vị đơn vị ...

... của ...

... của các electron ...

... của ...

... của ...

... của ...

... của ...

... của ...

... của ... $\eta_{21} = \dots$...

η_{sp}

$$\eta_{sp} = \frac{h\nu_{mp}}{h\nu_p}$$

The efficiency of a four-level laser is given by the ratio of the energy of the emitted photons to the energy of the pump photons.

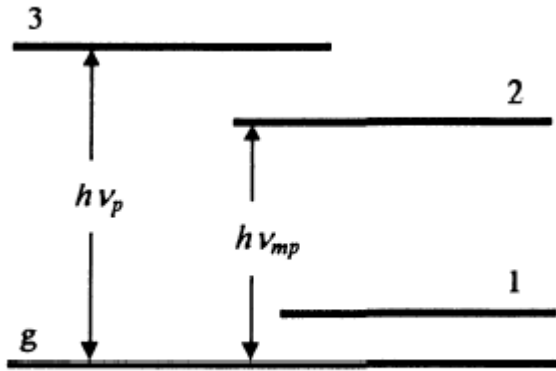


Fig. 6.1 Four level laser scheme.

The energy of the emitted photons is $h\nu_{mp}$ and the energy of the pump photons is $h\nu_p$.

$$\eta_{sp} = \frac{h\nu_{mp}}{h\nu_p}$$

Trong trường hợp này, vận tốc dòng chảy là hàm của vận tốc dòng chảy trung bình và vận tốc dòng chảy tại trục ống. Do đó hàm vận tốc dòng chảy có dạng:

$$v_z = v_{z0} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right)$$
 Trong đó v_{z0} là vận tốc dòng chảy trung bình tại trục ống.

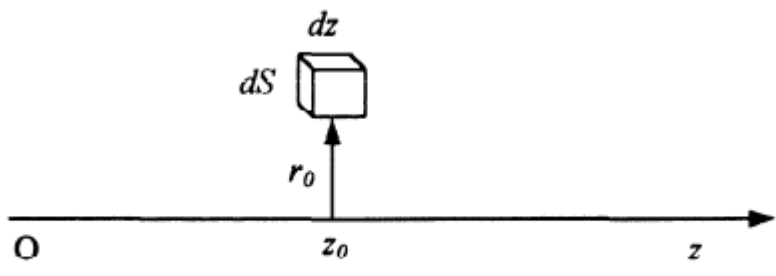


Fig. 6.2 Pump rate determination in longitudinal pumping

Trong trường hợp này, vận tốc dòng chảy là hàm của vận tốc dòng chảy trung bình và vận tốc dòng chảy tại trục ống. Do đó hàm vận tốc dòng chảy có dạng:

$$\begin{aligned}
 \frac{dQ}{dz} &= \int_0^{r_0} v_z \cdot 2\pi r \cdot dr \\
 &= -\frac{v_z}{r} \cdot \frac{d}{dz} \left(\frac{r^2}{2} \right) \cdot 2\pi r \\
 &= -\alpha \cdot v_z \cdot \frac{d}{dz} \left(\frac{r^2}{2} \right) \cdot 2\pi r
 \end{aligned}$$

Trong trường hợp này, vận tốc dòng chảy là hàm của vận tốc dòng chảy trung bình và vận tốc dòng chảy tại trục ống. Do đó hàm vận tốc dòng chảy có dạng:

$$v_z \cdot \frac{d}{dz} \left(\frac{r^2}{2} \right) = \frac{\alpha \cdot v_z \cdot \frac{d}{dz} \left(\frac{r^2}{2} \right)}{v_z}$$

Trong trường hợp này, vận tốc dòng chảy là hàm của vận tốc dòng chảy trung bình và vận tốc dòng chảy tại trục ống. Do đó hàm vận tốc dòng chảy có dạng:

$$\alpha = \alpha \cdot \frac{d}{dz} \left(\frac{r^2}{2} \right)$$

Trong trường hợp này, vận tốc dòng chảy là hàm của vận tốc dòng chảy trung bình và vận tốc dòng chảy tại trục ống. Do đó hàm vận tốc dòng chảy có dạng:

$$Q = \left(\frac{\gamma}{\eta} \right) \left(\frac{v}{\tau} \right) \left[\frac{\pi(\omega + \omega_0)}{\sigma} \right]$$

Trong đó γ là hệ số khuếch đại, η là hiệu suất bơm, τ là thời gian sống của trạng thái kích thích, v là vận tốc ánh sáng, σ là tiết diện phát xạ cảm ứng.

Điều kiện đồng bộ trong hệ thống này là $\omega = \omega_0$.

Số pha γ trong hệ thống này là $\gamma \cong \lambda / \mu$.

$$\omega = \omega_0 = \left[\frac{\eta \tau \sigma}{\pi \gamma v} \right]^{1/2}$$

$$\omega = \omega_0 = \mu$$

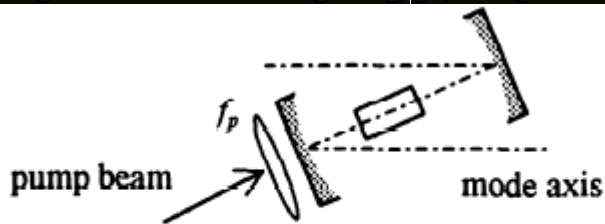


Fig. 6.3 Longitudinal pumping in a z-shaped folded linear cavity.

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}$$

$$\omega \cong \frac{\lambda}{\pi \omega}$$

$\lambda_1 = \dots$ $\lambda_2 = \dots$ $\omega_1 = \dots$ $\omega_2 = \dots$
 \dots

$$\frac{1}{\lambda_1} = \dots \left[\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right] \dots$$

Trong đó λ_1, λ_2 là các giá trị riêng của ma trận A và ω_1, ω_2 là các tần số riêng của hệ thống. Khi $\lambda_1 = \dots$ và $\lambda_2 = \dots$ thì phương trình \dots và \dots là các phương trình \dots và \dots của hệ thống.

Khi $\lambda_1 = \dots$ và $\lambda_2 = \dots$ thì phương trình \dots và \dots là các phương trình \dots và \dots của hệ thống.

Khi $\lambda_1 = \dots$ và $\lambda_2 = \dots$ thì phương trình \dots và \dots là các phương trình \dots và \dots của hệ thống.

$\rho_1 = \dots$ là các giá trị riêng của ma trận A và ω_1, ω_2 là các tần số riêng của hệ thống. Khi $\rho_1 = \dots$ thì phương trình \dots và \dots là các phương trình \dots và \dots của hệ thống.

Khi $\rho_1 = \dots$ thì phương trình \dots và \dots là các phương trình \dots và \dots của hệ thống.

$$\tau = \left(\frac{\gamma}{\eta_1} \right) \left(\frac{v_1}{\tau} \right) \left[\frac{\pi}{\sigma_1 \left[\dots / \omega_1 \right]} \right] \dots$$

Khi $\gamma = \dots$ và $\eta_1 = \dots$ thì phương trình \dots và \dots là các phương trình \dots và \dots của hệ thống. Khi $v_1 = \dots$ và $\sigma_1 = \dots$ thì phương trình \dots và \dots là các phương trình \dots và \dots của hệ thống. Khi $\omega_1 = \dots$ thì phương trình \dots và \dots là các phương trình \dots và \dots của hệ thống.

$$\eta_1 = \frac{\gamma}{\eta} \left(\frac{v_1}{\tau} \right) \left[\frac{\pi \omega_1 + \omega_2}{\sigma} \right]$$

$$v_1 = \frac{\lambda}{2\tau}$$

|

|

$$v_1 = \left(\frac{\gamma}{\eta} \right) \left(\frac{v_1}{\tau} \right) \left[\frac{\pi \omega_1 + \omega_2}{\sigma} \right]$$

$$\eta_1 = \left[\frac{\gamma}{\eta} - \alpha \right] \frac{\alpha}{\sigma} \left[\frac{\pi \omega_1 + \omega_2}{\sigma} \right]$$

$$\eta_1 - n \omega_1 = \frac{\gamma}{\eta} \left(\frac{v_1}{\tau} \right) \left[\frac{\pi \omega_1 + \omega_2}{\sigma} \right]$$

$$\omega_1 = \omega_2$$

$$v_1 = \frac{\lambda}{2\tau}$$

|

|

$$v_1 = \left(\frac{\gamma}{\eta} \right) \left(\frac{v_1}{\tau} \right) \left[\frac{\pi \omega_1 + \omega_2}{\sigma} \right]$$

$$\gamma \cong \lambda \frac{1}{2\tau} \quad \omega_1 = \omega_2 = \mu$$

$$v_1 = \frac{\lambda}{2\tau} \quad \tau \quad v_1 = \frac{\lambda}{2\tau}$$

|

|

$$n_2 = \left(\frac{\gamma + \sigma_{sp}}{\eta} \right) \left(\frac{v_p}{\tau} \right) \left[\frac{\pi(\omega_p + \omega_s)}{\omega_p \omega_s} \right]$$

γ là hệ số tổn hao nội tại của sợi quang, η là hiệu suất bơm, τ là thời gian sống của mức laser, v_p là vận tốc pha, σ_{sp} là tiết diện phát xạ cảm ứng hiệu dụng của mức laser, ω_p, ω_s là tần số của bơm và tín hiệu.

$$\eta_{sp} - n_2 = \left[\frac{\alpha}{\omega_p} - \alpha \right]$$

Trong đó $\alpha = \frac{\sigma_{sp}}{v_p}$ là vận tốc của photon, $\eta_{sp} = \frac{\sigma_{sp}}{\sigma_{sp} + \sigma_{sp}}$ là hiệu suất phát xạ cảm ứng của mức laser.

Động lực học của laser Nd:YLF sợi quang

Động lực học của laser Nd:YLF sợi quang được mô tả bằng các phương trình sau:

$$\dot{N}_2 = -\frac{N_2}{\tau} + \frac{N_1}{\tau} - \frac{N_2}{\tau} \left(\frac{\omega_p}{\omega_s} \right) \left[\frac{\pi(\omega_p + \omega_s)}{\omega_p \omega_s} \right]$$

Sự hấp thụ bơm trong Laser Nd:YLF sợi quang

Sự hấp thụ bơm trong Laser Nd:YLF sợi quang được mô tả bằng các phương trình sau:

$$\dot{N}_1 = -\frac{N_1}{\tau} + \frac{N_2}{\tau} - \frac{N_1}{\tau} \left(\frac{\omega_p}{\omega_s} \right) \left[\frac{\pi(\omega_p + \omega_s)}{\omega_p \omega_s} \right]$$

$$N_2 = \frac{N_1}{\tau}$$

Thay thế N_2 vào phương trình động lực học của mức laser, ta có:

$$N_2 = \frac{\alpha N_1}{v_p}$$

2) α là góc khúc xạ của tia sáng trong môi trường có chiết suất n_1 tới bề mặt phân cách giữa hai môi trường có chiết suất n_2 và n_3 trong môi trường có chiết suất n_2 .

$$\alpha = \sigma \quad (3)$$

3) σ là góc khúc xạ của tia sáng trong môi trường có chiết suất n_2 tới bề mặt phân cách giữa hai môi trường có chiết suất n_2 và n_3 trong môi trường có chiết suất n_3 .

$$\frac{n_2 \sin \alpha}{n_3 \sin \sigma} = \frac{n_2 \sin \alpha}{n_3 \sin \sigma} \quad (4)$$

trong đó:

$$n_2 \sin \alpha / \sigma \tau \quad (5)$$

trong đó σ là góc khúc xạ của tia sáng trong môi trường có chiết suất n_2 tới bề mặt phân cách giữa hai môi trường có chiết suất n_2 và n_3 trong môi trường có chiết suất n_3 .

4) σ là góc khúc xạ của tia sáng trong môi trường có chiết suất n_2 tới bề mặt phân cách giữa hai môi trường có chiết suất n_2 và n_3 trong môi trường có chiết suất n_3 .

$$\sigma = \frac{n_2 \sin \alpha}{n_3 \sin \sigma} \quad (6)$$

5) Số lượng ánh sáng đi qua bề mặt phân cách giữa hai môi trường có chiết suất n_2 và n_3 trong môi trường có chiết suất n_3 .

6)

$$\frac{n_2 \sin \alpha}{n_3 \sin \sigma} = -\sigma \quad (7)$$

7) $\alpha_1 = \sigma$ là góc khúc xạ của tia sáng trong môi trường có chiết suất n_1 tới bề mặt phân cách giữa hai môi trường có chiết suất n_1 và n_2 trong môi trường có chiết suất n_2 .

$$\frac{n_1 \sin \alpha_1}{n_2 \sin \sigma} = \frac{n_1 \sin \alpha_1}{n_2 \sin \sigma} \quad (8)$$

8) Góc khúc xạ của tia sáng trong môi trường có chiết suất n_1 tới bề mặt phân cách giữa hai môi trường có chiết suất n_1 và n_2 trong môi trường có chiết suất n_2 .

9)

$$\left[\frac{n_1 \sin \alpha_1}{n_2 \sin \sigma} \right] = \alpha_1 \quad (9)$$

9) Góc khúc xạ của tia sáng trong môi trường có chiết suất n_1 tới bề mặt phân cách giữa hai môi trường có chiết suất n_1 và n_2 trong môi trường có chiết suất n_2 .

10) Góc khúc xạ của tia sáng trong môi trường có chiết suất n_1 tới bề mặt phân cách giữa hai môi trường có chiết suất n_1 và n_2 trong môi trường có chiết suất n_2 .

$$\left[\frac{n_1 \sin \alpha_1}{n_2 \sin \sigma} \right] = \alpha_1 \quad (10)$$

11) Góc khúc xạ của tia sáng trong môi trường có chiết suất n_1 tới bề mặt phân cách giữa hai môi trường có chiết suất n_1 và n_2 trong môi trường có chiết suất n_2 .

12)

13) Góc khúc xạ của tia sáng trong môi trường có chiết suất n_1 tới bề mặt phân cách giữa hai môi trường có chiết suất n_1 và n_2 trong môi trường có chiết suất n_2 .

14)

...kinh nghiệm được khuyến nghị qua điều này

$$v_{drift} = \alpha v_{th}$$

... α ...

$$v_{drift} = \frac{v_{th}}{1 + \dots}$$

... v_{th} ... v_{drift} ...

$$v_{drift} = \frac{v_{th}}{1 + \dots}$$

...đồng nhất ...

$$v_{drift} = \frac{v_{th}}{1 + \dots}$$

...đồng nhất ...

$$v_{drift} = \frac{\alpha}{\sigma \tau} \left(\dots \right)$$

... $\alpha = -$...

...nhiệt độ electron trong phân bố Boltzmann

...phân bố Maxwell-Boltzmann ...

$$v_{drift} = \frac{v_{th}}{1 + \dots}$$

...đồng nhất ...

...đồng nhất ...

...đồng nhất ...

$$\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right) = \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)$$

ε là độ phân cực của môi trường đồng điện môi. Công thức là $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ trong đó \vec{P} là mật độ phân cực trong môi trường của ứng suất điện trường. Theo phương trình (0.4.13) của PL, vận tốc trôi dài \vec{v}_d của electron trong chất bán dẫn là:

$$\vec{v}_d = \frac{q\tau}{m^*} \vec{E}$$

Trong đó τ là thời gian sống trung bình của các electron trong chất bán dẫn. Theo phương trình (0.4.13) của PL, vận tốc trôi dài \vec{v}_d của electron trong chất bán dẫn là:

$$\vec{v}_d = \frac{q\tau}{m^*} \vec{E}$$

Trong đó τ là thời gian sống trung bình của các electron trong chất bán dẫn. Theo phương trình (0.4.13) của PL, vận tốc trôi dài \vec{v}_d của electron trong chất bán dẫn là:

$$\vec{v}_d = \frac{q\tau}{m^*} \vec{E}$$

Trong đó τ là thời gian sống trung bình của các electron trong chất bán dẫn. Theo phương trình (0.4.13) của PL, vận tốc trôi dài \vec{v}_d của electron trong chất bán dẫn là:

$$\vec{v}_d = \frac{q\tau}{m^*} \vec{E}$$

Trong đó τ là thời gian sống trung bình của các electron trong chất bán dẫn. Theo phương trình (0.4.13) của PL, vận tốc trôi dài \vec{v}_d của electron trong chất bán dẫn là:

Trong laser, mật độ photon trong buồng cộng hưởng được duy trì ở mức cao nhờ vào sự khuếch đại ánh sáng.

Để đạt được điều này, cần phải có sự đảo lộn trạng thái của các nguyên tử hoặc ion trong môi trường hoạt chất. Điều này được thực hiện bằng cách bơm năng lượng vào hệ thống, chẳng hạn như sử dụng đèn flash hoặc laser bơm. Khi các nguyên tử chuyển từ trạng thái cơ bản lên trạng thái kích thích, chúng có thể phát ra photon khi chuyển trở lại trạng thái cơ bản.

$$N_2 = \frac{N_1 \langle \sigma \rangle}{\gamma}$$

Trong đó N_2 là mật độ nguyên tử ở trạng thái kích thích, N_1 là mật độ nguyên tử ở trạng thái cơ bản, $\langle \sigma \rangle$ là tiết diện hiệu dụng trung bình, và γ là hằng số suy giảm. Điều này cho thấy rằng mật độ nguyên tử ở trạng thái kích thích tỷ lệ thuận với mật độ nguyên tử ở trạng thái cơ bản và tỷ lệ nghịch với hằng số suy giảm.

Điều kiện vận hành của laser khi được bơm độc lập

Để laser hoạt động, cần phải có sự cân bằng giữa tốc độ khuếch đại và tốc độ suy giảm. Điều này được thực hiện bằng cách điều chỉnh cường độ bơm và các tham số của buồng cộng hưởng. Khi cường độ bơm đủ lớn, laser sẽ đạt được điều kiện vận hành và phát ra ánh sáng laser.

$$N_2 = n \frac{N_1}{\gamma}$$

Trong đó n là hệ số khuếch đại, N_1 là mật độ nguyên tử ở trạng thái cơ bản, và γ là hằng số suy giảm. Điều này cho thấy rằng mật độ nguyên tử ở trạng thái kích thích tỷ lệ thuận với mật độ nguyên tử ở trạng thái cơ bản và tỷ lệ nghịch với hằng số suy giảm.

$$N_2 = \frac{\gamma}{\sigma_1 \tau}$$

Trong đó γ là hằng số suy giảm, σ_1 là tiết diện hiệu dụng trung bình, và τ là thời gian sống trung bình của các nguyên tử ở trạng thái kích thích. Điều này cho thấy rằng mật độ nguyên tử ở trạng thái kích thích tỷ lệ thuận với hằng số suy giảm và tỷ lệ nghịch với tiết diện hiệu dụng trung bình và thời gian sống trung bình.

$$N_2 = \frac{\gamma}{\sigma_1 \tau} = \frac{\gamma}{\sigma_1 \tau} + N_1$$

Điều kiện vận hành của laser khi được bơm độc lập

logarit toàn phần và tính toán để tìm phát xạ cực mạnh của dịch chuyển laser và chi phí của nó. Hãy tính toán và vẽ tính toán các bộ phận thiết kế của nó.

7.5) Hiệu suất của laser ruby

Dùng luật quang học và luật bảo toàn năng lượng để tính toán hiệu suất của laser ruby. Cho biết các thông số của laser ruby: bước sóng $\lambda = 694.3nm$. Hiệu suất của buồng cộng hưởng Fabry-Perot là các hệ số phản xạ của các gương là 100% và 96%. Hệ số mất mát do tán xạ trong môi trường truyền dẫn là 3% và thành ruby dài 6cm. Hãy tính giá trị của tỉ lệ phát xạ cực mạnh và hiệu suất của nó. Hãy vẽ các bộ phận của nó.

7.6) Hiệu suất của laser Nd:YAG microchip

Trong laser microchip Nd:YAG có một lớp mỏng tinh thể dày $1mm$ chỉ có sự $n = 1.82$ và các mặt phẳng song song của nó được bơm bởi laser diode. Hãy tính hiệu suất của nó trong quá trình bơm trong tinh thể. Hãy vẽ các bộ phận của nó. Hãy tính toán các thông số của nó. Hãy tính toán các thông số của nó. Hãy tính toán các thông số của nó. Hãy tính toán các thông số của nó.

7.7) Hiệu suất ngang trong laser diode

Chúng ta hãy xét một laser diode có bộ phận bơm mặt bên trong EM có kích thước $10 \times 10 \times 100 \mu m$. Hãy tính toán các thông số của nó. Hãy tính toán các thông số của nó. Hãy tính toán các thông số của nó. Hãy tính toán các thông số của nó.

Hãy tính toán hiệu suất của nó trong công suất đầu ra chu kỳ $\nu = \nu_0$ trong phòng thí nghiệm (7.3.33) và PL tính toán bằng công thức $\nu = \nu_0 \frac{1}{1 + \nu_0/\nu_0}$. Sau đó dùng các luật quang học để tính hệ số góc của công suất hiệu suất ngang (Mức khó khăn ở trung bình).

7.8) Tính toán năng lượng và hệ số góc của công suất hiệu suất trong laser Nd:YAG

Laser Nd:YAG có bước sóng $\lambda = 1064nm$ bao gồm tinh thể $d = 5mm$ có thể trong môi trường cộng hưởng phản xạ. Các bộ phận của laser diode GaAs có bước sóng $\lambda = 808nm$. Góc phản xạ của phần tử phản xạ của tinh thể YAG và có hệ số phản xạ 100%. Các sóng laser có bước sóng đầu ra có bán kính cong $R = 10cm$ và hệ số truyền qua $T = 6%$ của bước sóng laser. Chiều dài hình học của buồng cộng hưởng là $L = 9cm$ và một mặt bên trong trên môi trường truyền qua $T = 10%$. Hãy tính hiệu suất của nó. Hãy tính toán các thông số của nó. Hãy tính toán các thông số của nó. Hãy tính toán các thông số của nó.

ĐẠI SỐ HỮU HẠN NOLAN (QUANG HỌC THỰC HÀNH)

Dopler laser, cho tần số và công suất của mode $2l$ và giá trị công suất P của mode l và mode $l+1$ (mode trung và peak dịch chuyển và mode mất bằng nhau). Vì tất cả các mode tính toán không cách gì công thức cho phép họ tần số mode l là 7.198×10^{14} s⁻¹ hoặc $2\pi \times 1.14 \times 10^{14}$ rad/s.

Phương pháp lọc bỏ các vân sóng dừng trong buồng cộng hưởng laser Fabry-Perot để giữ lại các mode không trong đồng nhất và duy trì trạng thái phân cực của các sóng truyền ngược chiều nhau cho các chùm truyền ngược chiều nhau trong môi trường đồng nhất bao gồm 2 sóng phân cực tròn cùng hướng nhau là trái hoặc phải và cùng biên độ. Dùng biểu đồ để vẽ các trạng thái phân cực của các sóng tròn và các sóng laser.

Chỉ cần tính công suất của mode l và mode $l+1$.

(i) Sự giao thoa của 2 sóng phân cực tròn trong trường phẳng quay chỉ $\alpha = 0$ hoặc π (sóng phân cực tuyến tính biên độ $2A$).

(ii) Sự giao thoa của 2 sóng phân cực tròn trong trường phẳng chung α không cách π (mặt phẳng giao thoa $\alpha = 0$ hoặc π thì sóng phân cực tuyến tính biên độ $2A$ và hướng dao động hình thành nên mặt góc α và $\alpha + \pi$ vì vì hướng phân cực mặt phẳng quay chỉ $\alpha = 0$).

7.20) Chọn lọc mode l của etalon bên trong buồng cộng hưởng laser.

Một laser Ar-ion cho tần số bức xạ ánh sáng $\lambda = 514.5$ nm, có mặt mất mát phản xạ trên mặt truyền qua $R = 4\%$ và peak không có hiệu suất $\eta = 10\%$. Là chỉ số khúc xạ buồng cộng hưởng $n = 100$ cm⁻¹ laser hoạt động ở mode l của etalon Fabry-Perot $d = 45$ μ m có pha chế tinh thể và chỉ số $n = 2$ cm⁻¹ ở dùng bên trong buồng cộng hưởng. Cho biết giá trị của công suất mode buồng cộng hưởng trung và peak dịch chuyển (trên trục ν của chúng) $\nu = 3.5$ GHz. Tính toán chiều dài của etalon và hệ số phản xạ của hai mặt etalon để mô phỏng họ tần số mode.

TRẢ LỜI

7.1A) Tính toán sự mất mát logarit

Đầu tiên tính toán truyền qua của buồng cộng hưởng Fabry-Perot để tính hệ số phản xạ R .

$$T = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2}}$$

Ở đây $R = 0.04$ và $T = 0.96$.
 (1) $R = 0.04$ và $T = 0.96$
 (2) $R = 0.04$ và $T = 0.96$
 (3) $R = 0.04$ và $T = 0.96$

Và $R = 0.04$ là sự truyền sóng suất của 2 gương và $T = 80\%$ và $R = 5\%$ là phản xạ (2) và (3) chúng ta thấy rằng $R = 0.04$ và vì thế tính toán

[Blank space for calculations]

trình (1) ta có $\mu = 0,83$

7.2A. Định toán thế gian sóng photon trong buồng cộng hưởng

rút ra biểu thức tổng quát của thế gian sóng photon trong buồng cộng hưởng laser bên dưới bằng cách dùng ta bằng cách lấy tích phân \int_{-L}^L mật độ photon quy chiếu lên trong buồng cộng hưởng vòng (1) thì ta tìm được mật độ photon bình trị hoá

$$\rho = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \rho(x) dx$$

Đây là lượng tử truyền qua các trạng thái khác nhau qua thanh Nd:YAG và nó là thế gian dịch chuyển photon trong buồng cộng hưởng. Các trạng thái bị nhiễu loạn theo thế gian lượng tử truyền qua buồng cộng hưởng và lượng tử phản xạ trên lượng tử truyền qua nhíp chúng ta có thể cho photon tương tác với các trạng thái $\rho(x) = \rho_0 \exp(-\mu|x|)$ với thế photon ứng với vị trí cố định

$$\rho(x) = \rho_0 \exp(-\mu|x|)$$

Như mật độ photon ánh (2) là

$$\rho = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \rho_0 \exp(-\mu|x|) dx$$

Đây là mật độ photon ánh tại thời điểm $t=0$

$$\rho(x, t) = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \rho_0 \exp(-\mu|x|) \exp(i(kx - \omega t)) dx$$

Biểu diễn thế gian sóng photon trong buồng cộng hưởng tính

$$\rho(x, t) = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \rho_0 \exp(-\mu|x|) \exp(i(kx - \omega t)) dx$$

$$\rho(x, t) = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \rho_0 \exp(-\mu|x|) \exp(i(kx - \omega t)) dx$$

Ánh sáng laser có mật độ năng lượng tỉ lệ với quá trình lượng tử là vận tốc ánh sáng trong chân không và L là chiều dài quang học của buồng cộng hưởng. Thay thế vào phương trình (5) và (6) vào phương trình (4) chúng ta thu được

$$\rho(x, t) = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \rho_0 \exp(-\mu|x|) \exp(i(kx - \omega t)) dx$$

Phân tích (7) cho phép tìm ra các câu hỏi (a-d)
 a) Khi tính từ chỉ a có b m t c là $N=0$, phương trình (7) ta thu được

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \\ & \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \end{aligned}$$

b) B i v i t t g n g c cho b t c b m t c là $N=0$, phương trình (7) chúng ta có
 giá trị $N=0$ a n o chúng ta có g i t t g n g c cho b t c b m t c là $N=0$, phương trình (7) chúng ta có

$$\left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right]$$

c) Khi t c b m t c i giá trị $N=0$, phương trình (7) ta có
 giá trị $N=0$ i n này có nghĩa là b t c m t s n h i l o t r n g b a n t p a o b t c
 đ n theo th i gian t t t h a n k i n h i t g n g c h i d a o t r n g t c h i n i n g
 này c g i l a s g i m c h m t t h i t t i n h t t c h i n g c a c a c h v i t t g n g c
 s d c h ch u y n t r n g t h a i

d) N o l n m t t g n g c h u t c b n g c a c h c h o t t b n g m t
 m a t V i v i t c o

$$\left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right]$$

7.3A) a) s e t i m c v i t h i g i a n s n g x a c n h c a c a c m c a s e t t h p
 Chúng ta hãy coi a) s e t i m c v a g i s t r n g
 t t Th i g i a n s n g t t a m c a s e t t h p (m c l g n b n g t t h i g i a n
 s n g t t a m c a s e t t a c m c 2)

t t Th i g i a n s n g c a m c 2 h a n t o a n t t c x v i t t s p h a n n h a n t t
 i v i t d c h ch u y n t r n g t t Trong n a n g i u k i n t h y t t p h p c a c
 p h n g t i n h t c s a u i v i m t t t v a t t a m c (1) v i m c
 2) c o t t v i t t

$$\left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right]$$

$$\left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \right]$$

PHÂN TÍCH CÁC MÔ ĐẪM TRONG MÔI TRƯỜNG HỒ TÍNH

Ở đây ω là tần số của photon trong mode ω và B là độ chuyển đổi năng lượng photon trên mode ω . Chú ý rằng trong phương trình (2) ω phân biệt ω và không thể xem các mode nguyên tử ω như những tính qua sự biến đổi trong khi đó ω chỉ dành cho các phân tử nguyên tử. Các mode laser có thể phát xạ hoặc hấp thụ năng lượng từ trạng thái xác định phân tử (2) và $\omega = 0$ chúng ta thu được

$$\frac{d\langle n_{\omega} \rangle}{dt} = -\langle n_{\omega} \rangle \left(\gamma_{\omega} + \sum_{\omega'} \frac{1}{2} \gamma_{\omega'} \right) + \langle n_{\omega} \rangle \sum_{\omega'} \gamma_{\omega'} \langle n_{\omega'} \rangle$$

Ở đây γ_{ω} là phân rã tự nhiên (3) chúng ta có $\gamma_{\omega} = \frac{1}{2} \sum_{\omega'} \gamma_{\omega'}$ và $\langle n_{\omega} \rangle = 0.51$ chúng ta thu được

$$\frac{d\langle n_{\omega} \rangle}{dt} = -\langle n_{\omega} \rangle \left(\gamma_{\omega} + \sum_{\omega'} \frac{1}{2} \gamma_{\omega'} \right) + \langle n_{\omega} \rangle \sum_{\omega'} \gamma_{\omega'} \langle n_{\omega'} \rangle$$

Chú ý rằng khi $\omega = 0$ chúng ta có thể thấy rằng laser Nd:YAG trong thời gian phân rã của mode laser thì phải không vào trạng thái ổn định.

7.4A Phân tích về phương trình (2) của laser
 Trong laser, các mode laser phân rã thành các phân tử khác nhau sang các mode laser tạo chúng ta chỉ cần xét mode laser phân rã từ trạng thái ω và ω' của mode laser tạo 2 trạng thái kích thích ω và ω' các mode laser này là các mode phân tử hỗn loạn.

$$\frac{d\langle n_{\omega} \rangle}{dt} = -\langle n_{\omega} \rangle \left(\gamma_{\omega} + \sum_{\omega'} \frac{1}{2} \gamma_{\omega'} \right) + \langle n_{\omega} \rangle \sum_{\omega'} \gamma_{\omega'} \langle n_{\omega'} \rangle$$

Ở đây γ_{ω} là độ phân rã của mỗi mode hỗn loạn. Nếu γ_{ω} không khác biệt từ trạng thái phân rã sang các mode laser tạo ω và ω' cùng cấp với ω thì chúng ta có thể coi γ_{ω} là hằng số các phương trình (2) không phụ thuộc không gian sau đây ω và ω' của mode laser tạo và ω và ω' photon trong mode ω và ω' .

$$\frac{d\langle n_{\omega} \rangle}{dt} = -\langle n_{\omega} \rangle \left(\gamma_{\omega} + \sum_{\omega'} \frac{1}{2} \gamma_{\omega'} \right) + \langle n_{\omega} \rangle \sum_{\omega'} \gamma_{\omega'} \langle n_{\omega'} \rangle$$

Ở đây ω là thời gian sống của mode laser tạo ω và B là độ chuyển đổi năng lượng photon trên mode ω là thời gian sống photon của mode ω và ω' là thời gian sống mode trong môi trường hỗn loạn. Chú ý rằng khi

sánh với laser ruby mà mình xem phần 7.2 (PL) khác nhau ở bước của laser mà mình thấy là có thêm bước thu vào mặt của mặt laser thì phần này không cần xem nữa hình như tính toán về năng lượng của mặt laser thì mình thấy các mặt laser thì mình thấy chúng ta thì về năng lượng của mặt laser thì mình thấy tính toán phần của các photon trong buồng cộng hưởng thì mình thấy phần (3) chứng tỏ thì mình thấy

$$N_2 = \frac{N_1}{2} \quad (4)$$

Dùng biểu thức của N_2 trong phương trình (7.2.13) và (7.2.14) của Phần phương trình (4) có thể viết lại được

$$N_2 = \frac{N_1}{2} \quad (5)$$

Vậy N_2 là mật độ mức logarit toán phần của mật độ truyền qua thì mình thấy chỉ số dài bước sóng của quang học thì mình thấy phát xạ của mặt của chuyển laser và mình thấy chỉ số dài của một bước sóng thì mình thấy biểu thức của N_2 và N_1 thì mình thấy phần (1) và (5) là

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{1}{2} \quad (6)$$

Do đó biểu thức của N_2 như mình viết ở (2) bằng cách thì mình thấy $N_2 = \frac{N_1}{2}$ thì mình thấy ví dụ dùng phương trình (7.2.13) và (7.2.14) thì mình thấy

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{1}{2} \quad (8)$$

7.5A. Điều kiện năng lượng trong laser ruby
 Số photon mặt laser thì mình thấy cho phần (5) của bài tập (7.4) thì mình thấy mật độ logarit toán phần của mình thấy

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{1}{2} \quad (9)$$

Vậy N_2 là mật độ mức trong N_1 và $N_2 = 0.04$ thì mình thấy mật độ logarit số truyền qua của mình thấy phần (1) chứng tỏ thì mình thấy

(7.3.25) và (7.3.27) của PL. Công thức đưa vào chu kỳ hóa $y = y(x)$ các hàm biến phụ thuộc (7.3.33) của PL. Đó là

$$\begin{cases} \frac{dy}{dx} = \frac{1}{\omega} \frac{dy}{d\tau} \\ y = y(x) \end{cases} \quad (7.3.34)$$

rút ra từ (7.3.34) hệ phương trình ngang bên phải. Chúng ta cần tính đạo hàm $\frac{dy}{d\tau}$ của hàm $y = y(x)$ là giá trị công suất biến chu kỳ hóa nó là hàm biến phụ thuộc (2) bằng $\frac{dy}{d\tau} = 0$ đó là

$$\begin{cases} \frac{dy}{d\tau} = 0 \\ y = y(x) \end{cases} \quad (7.3.35)$$

Để vì phân tích hai vế của phương trình (2) theo các biến y và x chúng ta thu

$$\begin{cases} \frac{dy}{d\tau} = 0 \\ y = y(x) \end{cases} \quad (7.3.36)$$

Do đó đạo hàm $\frac{dy}{d\tau}$ tại $x = x_0$ có thể thu được phương trình (4) bằng cách $x = x_0$ và $y = 0$ chúng ta thu được

$$\begin{cases} \frac{dy}{d\tau} = 0 \\ y = y(x) \end{cases} \quad (7.3.37)$$

Từ phương trình (1) và (3) và (5) hệ phương trình ngang tổng hợp có thể viết dưới dạng ngắn gọn cụ thể là

$$\begin{cases} \frac{dy}{d\tau} = 0 \\ y = y(x) \end{cases} \quad (7.3.38)$$

Chú ý

- 1) Hệ phương trình ngang bên phải biến m (khí) \rightarrow là khí kích thích $y = y(x)$ và biến n (khí) \rightarrow khí kích thích $y = y(x)$ biến m
- 2) Hệ phương trình ngang bên phải giá trị $e = e$ (cần) \rightarrow biến m \rightarrow là khí kích thích $y = y(x)$ và biến n (khí) \rightarrow khí kích thích $y = y(x)$ biến m

$\lambda = 1064 \text{ nm}$ chỉ u dài như u x c a bu ng c ng h ng Gi i p
 4) theo w_0 chúng ta thu c

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{R^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{(1000)^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - 10^{-6} \right)$$

T s $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{R^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{(1000)^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - 10^{-6} \right)$ và pt (1) và (3) thu công suất l b m
 ng ng c tính $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{R^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{(1000)^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - 10^{-6} \right)$ chú ý ng o kho ng rayleigh c mode laser
 $\lambda = 1064 \text{ nm}$ n h n áng k so v i chỉ u d ý a thành $\lambda = 532 \text{ nm}$ cũ
 thuy i v i kích th c v i a mode g n n i không i bên trong môi tr ng l
 là hoàn toàn th a mãn

tính h s góc c a ng công hi u su t khi công suất $P = 10 \text{ W}$ n h a
 giá trị ng c u u c cho b i ph ng trình (7.11) chúng ta c n tính hi u su t
 ngang η_{\perp} i v i phân b i n Gauss có th c tính qua pt (7.11) a PL, nó
 đã phát h a tính ch c a hi u su t ngang theo t s $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{R^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{(1000)^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - 10^{-6} \right)$ trong tr ng
 h p chùm b m là chùm Gauss i v i $\lambda = 1064 \text{ nm}$ trong tr ng h p c a chúng ta
 chúng ta có $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{R^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{(1000)^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - 10^{-6} \right)$ i th i hình nh trong hình (7.11b) chúng ta có th tính
 $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{R^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{(1000)^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - 10^{-6} \right)$ hi u su t ng t và hi u su t g h p c th c tính a



Trong khi ó n i dung c a hi u su t h m là $\eta_{\parallel} = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{R^2} \right) = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - 10^{-6} \right)$ Tom l i i pt (2) cũ
 cũng chúng ta thu c n s góc c a ng công hi u su t $\eta_{\parallel} = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - 10^{-6} \right)$

7.9A. Tính toán s m i mát c a laser lên trong
 Ch i ra $\eta_{\parallel} = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{R^2} \right) = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - 10^{-6} \right)$ m i mát logarit c a laser Nd:YLF khi h s ph n x g h p
 n ra là $\eta_{\parallel} = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{R^2} \right) = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - 10^{-6} \right)$ $\eta_{\parallel} = 95\%$ b i u th c c a g ng b m i v i laser 4 m a
 c cho b i m (7.3.12) c a PL chúng ta thu c

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{R^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{(1000)^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - 10^{-6} \right)$$

Chú r ng pt (1) ung b i k phân b không gian a các mode l m và mode
 laser n i n là trong 2 p h p o ch h s ph n x c a h g h p a hay
 B i v i $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{R^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{(1000)^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - 10^{-6} \right)$ ay $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{R^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - 10^{-6} \right)$ n i l
 chúng ta thu c

$\sin \theta = \frac{m\lambda}{2d}$ là vị trí của vân tối trong thí nghiệm nhiễu xạ ánh sáng. Trong thí nghiệm nhiễu xạ ánh sáng, chúng ta có thể thấy hiện tượng nhiễu xạ ánh sáng (2) trên các bề mặt ngang (x,y) như sau:



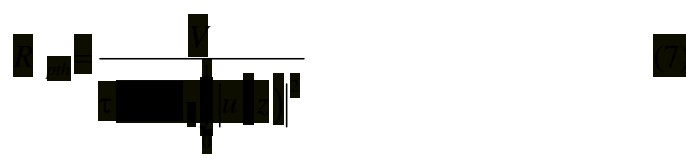
Ở đây $\lambda = \frac{v}{f} = \frac{c}{f}$ là vận tốc ánh sáng chu kỳ hóa của một điện trường biến thiên sinusoidal. Công suất laser là $P = I \cdot A$ và công suất laser là $P = I \cdot A$ có liên quan đến vận tốc ánh sáng c (7.2.18) và (6.2.6) của P.L. là



Ở đây n là chiết suất của môi trường, λ là bước sóng của ánh sáng đơn sắc của bức xạ laser. Các tính toán về laser trong thí nghiệm và n là một hàm logarit ghép nối ra từ phương trình (4) và (5). Chúng ta có thể sử dụng góc của ánh sáng đơn sắc để tính toán.



Ở đây hàm $\cos \theta$ là các hàm bậc hai trong (3). Giá trị góc θ của ánh sáng đơn sắc trong (3) bằng cách $\theta = 0$ và $\theta = \pi$ cho $b = 1$.



Nếu chúng ta lấy vị trí phân cực của ánh sáng (3) và tính các phân tử như $\cos \theta$ và $\sin \theta$, chúng ta thu được



ĐỀ THI THỬ ĐẠI HỌC NĂM 2007

ĐỀ THI THỬ ĐẠI HỌC NĂM 2007
ĐỀ THI THỬ ĐẠI HỌC NĂM 2007

ày ψ và χ là kh i l ng ψ i n tích t n trong c a electron χ là t n s dao ng t nh n c a electron χ dùng ch ong gop c a s u p u t n và χ là bi n c a i n t n ng a sóng t n t i nguyên t χ hủ v i ng trong cách v i pt (4) v n t c electron ψ và χ c gi s r ng nh l n r t nh i u s o v i v n t c ánh sáng c v i th có th b qua l c i n t tác đ ng t n electron. N u chúng ta xét m i t ng n s c a ψ và χ n s χ thì m c a pt (4) có th đ c dùng c tìm h ng cách Ansatz

ĐỀ THI THỬ ĐẠI HỌC NĂM 2007
ĐỀ THI THỬ ĐẠI HỌC NĂM 2007

ày bi n ph c χ a dao ng có th thu đ đ ng cách th ph ng trình (5) vào pt (4) và cho các s h ng dao ng h ng nhau χ expl χ Chúng ta th c

$$\chi = \sum_{k=1}^N A_k \cos(kx + \phi_k) \quad (6)$$

L ng c c i n c c m ng b i t ng i t

ĐỀ THI THỬ ĐẠI HỌC NĂM 2007
ĐỀ THI THỬ ĐẠI HỌC NĂM 2007

ày c c ch i n h i p ph c. N u chúng ta có N nguyên t χ trên m t n y th tích, phân c c v m b c m ng b i t ng i n t

$$\chi = \sum_{k=1}^N A_k \cos(kx + \phi_k) \quad (8)$$

T lý thuy t i n t a h n h ùng t p i ng phân c c cho b i pt (8) ch h ng s i n m o i ng a h i a m o i t ng

$$\chi = \sum_{k=1}^N A_k \cos(kx + \phi_k) \quad (9)$$

ày χ s th c) i ch i s u t c a m o i t ng cách xa v ch c ng h ng

Phân bố cường độ (15) cho thấy sự phân bố của Lorentz với FWHM bằng γ .
 So sánh phân bố cường độ (15) và (16) cho thấy chúng ta thu được



Phân bố cường độ (17) rút ra từ phân bố trình (1) khi chúng ta thay ω bằng ω_0 .
7.13A Dịch chuyển tần số trong laser mở rộng quang phổ
 Tần số dao động trong laser mở rộng quang phổ ở mode cộng hưởng có thể lớn hơn trong phân bố (7.9) của PL. Điều này cho thấy rằng dịch chuyển tần số



đây là tần số trung tâm của dịch chuyển laser, là tần số của mode cộng hưởng. Nó là một hàm của tần số trung tâm của vạch hấp thụ và của các tham số của laser. Lý do là lý do của tần số dao động nói chung không trùng với tần số mode cộng hưởng của nó. Nó có thể kéo về phía tần số của vạch hấp thụ nguyên tử đóng góp vào mật độ trạng thái của môi trường. Điều này được chứng minh trong bài tập 7.11 P. Sự phụ thuộc của tần số dao động của nguyên tử thông qua các tính toán tần số cộng hưởng mode trong buồng cộng hưởng đóng vai trò trong hiện tượng dịch chuyển tần số. Chứng minh phân bố trình (1) chúng ta hãy xét buồng cộng hưởng quang học Fabry-Perot dài hình học của môi trường có tính cơ chất của môi trường (khả năng). Chứng minh trong bài tập 7.12 P, chỉ tần số của môi trường đóng góp vào tần số dao động dịch chuyển laser là (xem phần (1) của bài tập 7.14 P).



đây là tần số trung tâm của dịch chuyển laser sau khi tính đến vòng cộng hưởng của môi trường cộng hưởng cho buồng cộng hưởng.



đây là tần số trung tâm của dịch chuyển pha do nhiễu xạ hoặc phân xạ tại các gương (xem phần 5.2 của PL). Bởi vì các tần số phụ thuộc của chính nó sau khi đi qua buồng cộng hưởng cộng hưởng chúng ta có

[Redacted]

m là s nguyên, R là hằng số khí lý tưởng, h là hằng số Planck, ν là tần số dao động của bộ nguyên tử, ν_0 là tần số của laser, ν_L là tần số mode của buồng cộng hưởng, ν_c là vận tốc ánh sáng trong môi trường, ν_{sp} là vận tốc ánh sáng trong chân không, ν_{sc} là vận tốc ánh sáng trong môi trường, ν_{sc} là vận tốc ánh sáng trong môi trường, ν_{sc} là vận tốc ánh sáng trong môi trường.

[Redacted]

Khi đó (2.5) chúng ta thu được

[Redacted]

Đây là phương trình vi phân bậc hai không đồng nhất, có thể giải bằng phương pháp biến thiên hằng số. Khi laser hoạt động ở trạng thái xác lập, thì $\dot{N} = \dot{N}_2 = \dot{N}_1 = \dot{N}_0 = 0$, từ đó ta có

[Redacted]

Đây là phương trình vi phân bậc hai không đồng nhất, có thể giải bằng phương pháp biến thiên hằng số. Khi laser hoạt động ở trạng thái xác lập, thì $\dot{N} = \dot{N}_2 = \dot{N}_1 = \dot{N}_0 = 0$, từ đó ta có

[Redacted]

Dùng phương trình (7) và (8) vào phương trình (6) có thể viết lại phương trình (6) thành

[Redacted]

Giải phương trình (9) bằng phương pháp biến thiên hằng số, ta thu được (10)

7.14A. Định toán sự dịch chuyển tần số trong laser He-Ne

tuần [REDACTED] chúng ta thay r ng b t c phép o E n o c ng c n m cho ng [REDACTED]
không đại h t h i gian s ng phát xạ t phát [REDACTED] c là h [REDACTED] h i l n h n t c [REDACTED]
c a s t ng s photon trong bu ng c ng h ng đo phát x t phát i v i laser [REDACTED]
m c i c xem xét pl ng trình (7.22) c a PL cho th y r ng [REDACTED] v [REDACTED]
h ph ng trình (5) cho ta [REDACTED]

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{dN_1}{dt} = -\frac{1}{2} \left[\frac{dN_1}{dt} \right]_{\text{phát xạ}}$$

ây B t c đ ch chuy h c m ng lên m t photon lên m mode [REDACTED] h t h
tích mode trong môi tr ng h o t tính [REDACTED] là m t c a m c laser t n. Vì th đ
đang y t i l i pl ng trình (6) i đ ng đ u ch n nh c cho b i pt (7.9.2)
c a PL. Tuy [REDACTED] chúng ta i th y n u P là công suất laser u ra [REDACTED]
h i gian s ng photon bu ng c ng h ng [REDACTED] s [REDACTED] o l u m [REDACTED]
chúng ta c P [REDACTED] h [REDACTED] xem
ph ng trình (7.3.2) c a PL i c là [REDACTED]

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{dN_1}{dt} = -\frac{1}{2} \left[\frac{dN_1}{dt} \right]_{\text{phát xạ}}$$

Th ph ng trình (7) và (8) vào ph ng trình (6) u i cùng chúng ta thu [REDACTED]
công thức Schawlow-Townes c cho b i pl ng trình (1)
7.16A. i u h ng laser T sapphire b ng m t b l c ng ch t [REDACTED]
N u [REDACTED] h i u đại b ng i c theo h ng chun đ n trong h ng h o ng cách l a
[REDACTED] h [REDACTED] a 2 c c i h n u p nhau c a h l c ng ch t c cho b i (xem v
đ 7.6.2 c a PL.)

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{dN_1}{dt} = -\frac{1}{2} \left[\frac{dN_1}{dt} \right]_{\text{phát xạ}}$$

ây c a t c ánh sáng trong chân không v [REDACTED] chỉ i sự t c a tia th ng v
u a b i th ng. Theo kho ng cách h c sóng [REDACTED] chúng ta có th
[REDACTED] công th c h o th c c n t ra đ iang h ng cách l y y
phần theo [REDACTED] h th c [REDACTED] i v [REDACTED] 154 [REDACTED] S [REDACTED]
[REDACTED] 6nm, chúng ta có [REDACTED] h [REDACTED] Vì th i ph ng đ iah Cl

Chia $\lambda = 500\text{nm}$ và ghi tiếp quá trình (1) và vị trí L chúng ta thu được khoanh cách giao thoa có độ lệch là $\frac{\lambda}{2}$

7.19A. Lo i b s t o h p h b n g k i t h u t m o d e x o a
Chúng ta hãy xét giao thoa của 2 sóng phân cực tròn với cùng biên độ và cách quay nhưng truyền ngược nhau dọc theo hướng z của trục z của buồng thí nghiệm. Theo bài tập 7.19, ký hiệu cách phân cực quay phải và trái chúng ta dùng quy ước ngược lại sát luôn luôn. Hình vẽ và ảnh sáng từ thí nghiệm này là ảnh toán cổ điển thu được bằng cách dùng biểu đồ của các trường điện từ phẳng ngang (x, y) của hai sóng truyền ngược lại về các trục truyền ngược lại của hai sóng phân cực tròn truyền ngược lại phải và trái là biến đổi pha của điện trường và vị trí quy chiếu của pha phẳng (1) chúng ta có thể vẽ từ vị trí 2 sóng

Với $\lambda = 500\text{nm}$ là sóng với $\lambda = 500\text{nm}$ và góc của các sóng với trục z là θ hoặc pha của hai sóng. Chú ý rằng theo phương trình (1) các vectơ trường điện của hai sóng quay trong mặt phẳng ngang với cùng tần số góc nhưng theo hướng ngược nhau bởi vì theo định luật kim nam châm và cái kia ngược chiều kim đồng hồ. Vì vậy nếu ta quan sát hình ảnh ánh sáng từ màn này phù hợp với ký hiệu của hai sóng là phân cực tròn trái và phân cực tròn phải. Vì sự khác biệt trong hình (1) đó là chứng minh rằng theo quy tắc bình hành, nếu vectơ của các trường điện của 2 sóng phân cực tròn là một vectơ thì ở vị trí x m t g o a

Dùng phương trình (1) và (3) chúng ta thu được

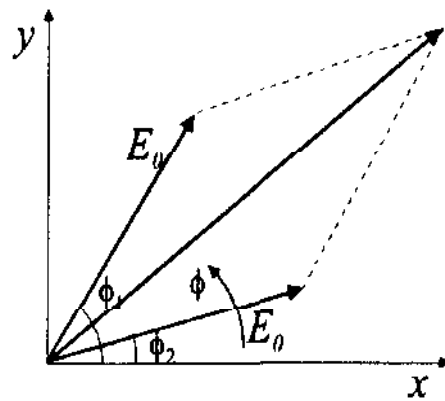


Fig.1 Interference of two counterpropagating circularly-polarized waves.

Từ pt (4) chúng ta thấy góc lệch pha phụ thuộc vào thời gian. Vì các đầu mút của vectơ quay trong khi các vectơ biên độ của 2 sóng phân cực tròn quay trong mặt phẳng ngang theo hướng ngược nhau. Vì vậy chúng có thể xác định hình thành và biến đổi góc lệch pha cho bất kỳ quá trình (4). Từ đây có nghĩa là tần số của sóng phân cực tuyến tính và biên độ của nó dao động theo thời gian (khi hai sóng giao thoa cùng pha và ngược pha). Vì vậy từ pt (2) chúng ta thấy rằng:

(a) với pha quy chiếu $t = 0$ thì tần số của sóng phân cực tuyến tính và biên độ của nó hình thành và biến đổi theo thời gian.

(b) với pha quy chiếu $t = \pi$ thì tần số của sóng phân cực tuyến tính và biên độ của nó hình thành và biến đổi theo thời gian.

7.20A) Chọn 1 chế độ của buồng etalon đặt trong buồng cộng hưởng cho ta góc lệch pha δ giữa sóng phản xạ từ bề mặt buồng cộng hưởng và góc nghiêng etalon. Điều kiện chọn sao cho tần số buồng cộng hưởng Peak truyền qua của etalon trùng với tần số của vạch laser. Điều kiện phân tử 1) truyền qua 1 chế độ của buồng cộng hưởng. Cho bất kỳ công thức nào.

1.2) Đây là 1 peak không bão hòa và 0.04 là mật độ toàn phần của mật độ truyền qua của 1 vạch laser. Điều kiện chọn sao cho tần số của buồng cộng hưởng laser khớp với tần số của mode của buồng cộng hưởng laser. Cho bất kỳ công thức nào.

1.3) Đây là 1 peak không bão hòa và 0.04 là mật độ toàn phần của mật độ truyền qua của 1 vạch laser. Điều kiện chọn sao cho tần số của buồng cộng hưởng laser khớp với tần số của mode của buồng cộng hưởng laser. Cho bất kỳ công thức nào.

1) với bất kỳ mode nào $\delta = 0$ trong phương trình (1) là công thức của công Gauss đã dịch chuyển 1/2 bước sóng Dopler. $\Delta \nu = 3.5 \text{ GHz}$ là FWHM là độ rộng của vạch laser. Đây là hàm truyền qua của etalon đặt trong buồng cộng hưởng. Cho bất kỳ công thức nào.

Bài tập cuối năm môn Quang học và Laser

L=2m, b) khóa mode bằng cách ... m) t b) khóa mode âm quang bên trong buồng cộng hưởng laser, khoảng cách d=.../4l, g) ... ra) tính toán giá trị các ... c) ... khóa mode ... n) ... chu kỳ xung khóa mode ... i) ... x) ... n) ... i) ... b) ... i) ... k) ... n) ... s) ... g) ... p) ... 2) ... n) giá trị ... c) ... u) ... c) ... a) ... n) ...

8.16) Tính toán năng lượng xung và công suất peak trong laser Nd:YAG khóa mode thụ động.
Laser Nd:YAG có khóa mode thụ động bằng cách ghép ... h) p) th) ... hóa nhanh ... ra) n) i) chu kỳ xung ... i) t) n) s) ... 100 MHz ... m) i) xung có ... r) ... là ... FWHM ... a) c) ... xung ... công suất ... u) ra) trung bình là ... mW) Tính toán năng lượng xung và công suất xung peak của m) i) chu kỳ xung ... c) phát ra)

8.17) Khoảng thời gian xung trong m) i) laser Ti:sapphire có khóa mode thụ động Kerr lý tưởng.
Xét laser Ti:sapphire có khóa mode thụ động Kerr và giả sử rằng m) i) mất m) t) l) n) truyền qua toàn phần có thể ... c) ... vi) ... P) ... công suất laser bên trong buồng cộng hưởng peak ... 10 ... là h) s) m) i) mất phi tuyến do ... khóa mode thụ động Kerr. Giả ... l) m) t) l) n) truyền qua ... hóa là ... 0) ... thông ... l) i) 100THz và năng lượng bên trong buồng cộng hưởng E=40 J. Tính toán khoảng thời gian xung ... c) trong từ trường ... i) h) n) khi các hiệu ứng tán sắc buồng cộng hưởng và sự ... i) u) b) i) n) pha có thể ... b) qua)

8.18) Khoảng thời gian xung trong m) i) laser khóa mode Ti:sapphire soliton.
Trong m) i) laser Ti:sapphire khóa mode thụ động ... c) h) t) o) d) ng xung chỉ ... c) h) i) t) l) p) b) i) s) ... ng tác qua ... i) r) a) s) tán sắc âm của buồng cộng hưởng và sự ... i) u) b) i) n) pha trong môi trường Kerr. Chúng ta bỏ ... r) ng ... tán sắc ... c) nhóm trên m) i) n) truyền qua ... và sự ... d) ch) ch) u) y) n) pha trên m) i) n) truyền qua phi tuyến trên công suất trong môi trường Kerr là ... 10 ... tính toán khoảng thời gian xung ... u) ra) và công suất peak xung ... i) s) buồng cộng hưởng phi tuyến có chỉ số ... l) = 1/m ... ghép ... u) ra) T=5% và công suất ... u) ra) trung bình ... mW)

8.19) Sự mở rộng xung trong b) n) th) ch) ảnh.
Giả sử vận tốc nhóm (GVD) ... i) v) i) th) ch) ảnh ... 800 nm ... 50 nm) ... tính toán chiều dài các ... i) c) a) t) m) th) ch) ảnh ... có thể truyền qua 1 xung 10fs ... n) s) không thay ... i) theo thời gian ... a) b) i) n) đ) ng ... Gauss. Nếu ... r) ng xung ... u) ra) không ... i) quá ... r) ng xung ... u) ra) 20% ... H) ... đ) n) ... ng các kết quả ... b) l) c) G) c) a) PL)

8.20) Sự tương tác của chu kỳ xung khóa mode.
Xét ... truyền m) i) chu kỳ xung khóa mode ... t) n) s) ... qua n) ... môi trường tán sắc ... (GVD) không ... i) b) ng ... ch) ng ... r) ng ... kho) ng cách truyền ... m) i) ... nh) ng vào ... c) cho b) ... n) = 1, 2, 3, ... chu kỳ xung ... t) o) l) i) h) đ) ng

\hat{H}_0 trong (1a) là s-hệ năng lượng tự do thích để phân tích. Do sự biến thiên của năng lượng của hệ, chúng ta có thể tuyến tính hóa phương trình (1a) và (1b) quanh nghiệm dừng thái xác lập ψ_0 bằng cách đặt

$$\psi = \psi_0 + \delta\psi \quad (2)$$

thay vào (1) ta có hệ phương trình cho $\delta\psi$ và s-photon do s-hệ năng lượng tự do. Nghiệm dừng thái xác lập thu được từ phương trình (1a) và (1b) bằng cách bỏ qua s-hệ năng lượng và chỉ xét phần hàm theo thời gian bằng 0. Chúng ta thấy

$$\begin{aligned} \delta\dot{\psi} &= -\hat{H}_0 \delta\psi - \delta\hat{H} \psi_0 \\ \delta\dot{\psi} &= -\hat{H}_0 \delta\psi - \delta\hat{H} \psi_0 \end{aligned} \quad \begin{aligned} (3a) \\ (3b) \end{aligned}$$

thay $\delta\psi = \sum_k \delta\psi_k e^{-i\omega_k t}$ và $\delta\hat{H} = \sum_k \delta\hat{H}_k e^{-i\omega_k t}$ vào phương trình (3a) và (3b) và qua các s-hệ năng lượng tuyến tính chúng ta tìm được các phương trình tuyến tính sau đây. Với ω_k dao động $\omega_k = \omega_0 + \omega_k$

$$\begin{aligned} \delta\dot{\psi}_k &= -\omega_k \delta\psi_k - \delta\hat{H}_k \psi_0 \\ \delta\dot{\psi}_k &= -\omega_k \delta\psi_k - \delta\hat{H}_k \psi_0 \end{aligned} \quad \begin{aligned} (4a) \\ (4b) \end{aligned}$$

tính $\delta\psi_k$ chúng ta đi phương trình (4a) và (4b) như các phương trình (4b). Chúng ta thấy các phương trình có thể phân tích thành hai phần sau đây

$$\begin{aligned} \delta\dot{\psi}_k &= -\omega_k \delta\psi_k - \delta\hat{H}_k \psi_0 \\ \delta\dot{\psi}_k &= -\omega_k \delta\psi_k - \delta\hat{H}_k \psi_0 \end{aligned} \quad (5)$$

vậy chúng ta có

$$\delta\psi_k = \frac{\delta\hat{H}_k \psi_0}{\omega_k} e^{-i\omega_k t} \quad (6)$$

Từ lý thuyết tuyến tính với s-hệ năng lượng tự do, chúng ta biết rằng mức độ nhiễu loạn của hệ có thể được mô tả bằng công thức $\delta\psi_k = \frac{\delta\hat{H}_k \psi_0}{\omega_k} e^{-i\omega_k t}$ cho bất kỳ s-hệ năng lượng nào.

[REDACTED] hàm truy n c a h v th ta có

$$[REDACTED] \quad (7)$$

ay [REDACTED] a m t ph c a b u ng nh [REDACTED] a ph công su t c a các
đ n ng s photon v hàm truy n c a h [REDACTED] hu c nh biến c a nghi n
ng b t [REDACTED] đ i ng t nh

$$[REDACTED] \quad (8)$$

Chúng ta đ iang ch ng minh [REDACTED]

$$[REDACTED] \quad (9)$$

Đ i v [REDACTED] c gi s là nh u Gauss t ng thich delta [REDACTED] công su [REDACTED]
no không ph thu c v o n s g t nh u tr ng T ph ng trnh (7) chúng ta
th v t ng ph công su t t v t s dao ng trong s photon [REDACTED] và v t công
su t u ra [REDACTED] l v [REDACTED] t ph ng trnh (9) u i cùng chúng ta th
[REDACTED]

$$[REDACTED] \quad (10)$$

8.3A Công t c Q-nhanh trong laser Nd:YLF

c tính xung laser Nd:YLF công t c Q có th c nh dng ph ng t nh
(8.4.20) và (8.4.21) đ i a PL nh cho chúng ta b i u th c gi t tích t v t n ng
xung và kho ng th i gian xung c a laser đ m c công t c Q-nhanh theo các tham
s laser bao g m h s ghép u ra logarit [REDACTED] đ n tích c a [REDACTED] trong một tr
[REDACTED] đ i đ n phát x c m n [REDACTED] và th i gian s ng photon b u ng c ng h n
[REDACTED] s t n đ ng h ng l ng [REDACTED] và t s [REDACTED] mà qua ó ng ng v t qua
t v t các giá tr tham s [REDACTED] c cho trong h i toán này chúng ta có

$$[REDACTED] \quad (11)$$

ay $T=0$ a h s truy n qua c a h ghép u ra [REDACTED]
ch i đ i quang h c c a b u ng c ng h ng và [REDACTED] 0.1613 là m t mã
logarit toàn ph n t i n l l truy n qua t i ng đ n tích ch i m [REDACTED] u tiên chúng

Δt là khoảng thời gian mà ánh sáng đi qua kích thước spot chùm bên trong tinh thể tích cực của laser. Vì vậy, ta có thể coi rằng đây là kích thước của chùm tia laser. Khi đó, ta có thể viết phương trình (8.5.11) dưới dạng:

$$P_L = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_{-L/2}^{L/2} \frac{d^2 \phi}{dt^2} dx$$
 Tuy nhiên, trong trường hợp này, chúng ta chỉ cần đại lượng trung bình của trường điện từ trong phạm vi chùm tia laser. Vì thế, chúng ta có thể viết phương trình (8.5.11) dưới dạng:

$$P_L = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_{-L/2}^{L/2} \frac{d^2 \phi}{dt^2} dx$$

Khi sử dụng định lý Gauss, ta có thể tính được trường điện từ trong phạm vi chùm tia laser. Phương trình (8.4.20) và (8.4.21) là các phương trình sóng cho trường điện từ trong phạm vi chùm tia laser. Khi đó, ta có thể viết phương trình (8.4.20) và (8.4.21) dưới dạng:

$$\nabla^2 \phi = -\rho$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j}$$

8.4A. Tính toán năng lượng xung và công suất xung trong laser Nd:YAG công suất Q1 p

Năng lượng xung và công suất xung của xung công suất Q1 p cho bởi phương trình (8.4.17) và (8.4.21) của PL. Theo lý thuyết về công suất Q1 p, ta có thể viết phương trình (8.4.17) và (8.4.21) dưới dạng:

$$P_L = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_{-L/2}^{L/2} \frac{d^2 \phi}{dt^2} dx$$

Khi đó, ta có thể tính được năng lượng xung và công suất xung của xung công suất Q1 p. Khi đó, ta có thể viết phương trình (8.4.17) và (8.4.21) dưới dạng:

Khi đó, ta có thể tính được năng lượng xung và công suất xung của xung công suất Q1 p. Khi đó, ta có thể viết phương trình (8.4.17) và (8.4.21) dưới dạng:

[REDACTED]

Với th công suất trung bình là [REDACTED]

Cu trường sóng ng th i gian xung [REDACTED] c cho b i pt [REDACTED] ng tnh (8.4.21) của PL [REDACTED]

ây [REDACTED] là th i gian s ng photon [REDACTED]

Chú ý [REDACTED] độ chu k c a xung [REDACTED] n b ng v i th i gian h hoàn c a m t [REDACTED] = 0.23ms [REDACTED] sóng s i u ra trung bình [REDACTED] trong ch công t c Q L p c cho b i pt (4) [REDACTED] h i qh [REDACTED] n công s i u ra [REDACTED] chỉ h o t ng ch [REDACTED] n t c xem p

(7.3.9) của PL) [REDACTED] i u này có nghĩa là a s s o l n m t c tích l y b i quá trình h m c ch h y n thành xung laser. Tuy nhiên [REDACTED] u chu k xung l n l i nhi u so v i th i gian tri ho t m t công s i u ra trung bình khi h o t ng công t c Q s c h i v ng i nh h n giá tr liên t c là [REDACTED] i vì trong tr n p này s o l n m t g i a l xung và xung h p theo b m t do các phân h c x y không h c x. Ví d i n s i KH [REDACTED] ng ng v [REDACTED] [REDACTED] 0.23 [REDACTED] pt (8.4.18) (8.4.31) thì chúng ta s thu a v [REDACTED] = 4.48 [REDACTED] 0.01 [REDACTED] n ng v i n ng ng xung [REDACTED] và công s i u ra trung bình [REDACTED]

8.5A. i n áp m t ph n i sóng trong t bào Pockels công t c Q. Chúng ta hãy xét s k i h p c a t bào Pockels và r i kính phân c v i tr i kính phân c c t o m góc 45 so v i tr c ng h i t c a t bào Pockel. Ánh sáng phân c c tuyền tính i vào t bào Pockels c chia th nh 2 sóng v i i t r ng c a nó b ng nhau v i b i n i do s nh h ng c a các kính phân c c d i theo hai t c l ng ch i x và y. Hai sóng này t ng ng v i sóng th ng và b i th ng truy n v i 2 v n t c pha khác nhau. Sau khi truy n qua chi u dài L c a t bào ch i nh l ch pha gi a các sóng th ng và b i th ng là

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L$$

này là bức sóng trong chân không với vận tốc ánh sáng c và chỉ số khúc xạ n bằng 1. Bức sóng này sau đó bao sóng truyền qua nơi chung phân cực elliptic bị lật ngược. Một chùm tia sáng nguyên vẹn đi qua phân cực tròn thành phân cực tuyến tính. Chùm phân cực tuyến tính thành chùm phân cực tròn ngược chiều và phân cực tròn ngược chiều thành phân cực tuyến tính sau.

$$\begin{aligned}
 E_x &= E_0 \cos(kz - \omega t) \\
 E_y &= E_0 \sin(kz - \omega t)
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Đây là sóng nguyên dạng đi đến đầu cực của phân cực chúng ta bị lật ngược. Nó chỉ có liên hệ với vận tốc ánh sáng qua biểu thức sau:

$$\omega = ck$$

Từ phương trình (2) và (3) chúng ta có:

$$\begin{aligned}
 E_x &= E_0 \cos(kz - \omega t) \\
 E_y &= E_0 \sin(kz - \omega t)
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

Vận tốc ánh sáng phụ thuộc vào bước sóng cách $\lambda = c/n$ trong môi trường. Các giá trị vận tốc ánh sáng trong môi trường trong trường hợp phân cực Pockels KD_{22} và phân cực sóng trong môi trường đẳng hướng KD_{66} là $\lambda = c/n$ và $\lambda = c/n$ (5). Vận tốc ánh sáng phụ thuộc vào bước sóng là:

$$\begin{aligned}
 v &= \frac{c}{n} \\
 v &= \frac{c}{n}
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

8.6 Ảnh hưởng của Q-tích cực trong laser 3 mức

Phân tích công suất Q-tích cực nhanh trong laser 3 mức có thể thực hiện theo các bước như sau: Phân tích công suất xây dựng trong phần 8.4.4 của PL. Với laser 4 mức bất ổn định phân cực nhanh của laser 3 mức có thể có lưu lượng photon bị mất trong quá trình chuyển đổi năng lượng trong trường hợp công suất Q-nhanh sẽ bị mất thiên cấp độ sau thời gian chuyển đổi.

$$\begin{aligned}
 \frac{dN}{dt} &= -\gamma N \\
 \frac{dN}{dt} &= -\gamma N
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

Đây là biểu thức mô tả chuyển đổi năng lượng photon trên mode. Nó là thời gian sống của photon trong buồng cộng hưởng và nó là thời gian sống của mode trong môi trường. Chú ý rằng biểu thức chúng ta quan tâm đến sẽ hình thành xung công suất Q-nhanh khi nó liên quan đến thời gian sống ngắn hơn so với thời gian sống của laser.

trên trong phương trình (1), chúng ta có thể bỏ qua số hạng $\frac{1}{2} \frac{d^2 \phi}{dt^2}$ vì nó nhỏ hơn rất nhiều so với số hạng khác. Khi đó phương trình (1) trở thành phương trình (8.4.8a) và (8.4.8b) trong phần a của laser bán dẫn. Điều này là do hiệu ứng vật lý trong laser bán dẫn là quá trình phát xạ cảm ứng với năng lượng chuyển đổi từ dòng điện của laser trên dòng điện phân cực có đóng góp 2 lần vào số lượng photon. Năng lượng xung đầu ra của cho bởi (xem thêm phương trình (8.4.16) của PL

$$P(t) = \frac{1}{2} \frac{d^2 \phi}{dt^2} + \dots \quad (3)$$

ây $P(t)$ là công suất đầu ra và phương trình (7.2.18) của PL có dạng tích phân trong phương trình (3) có thể thực hiện bằng cách lấy tích phân cả vế của phương trình (2) từ $t=0$ đến $t=2\pi$ và dùng điều kiện biên $\phi(0) = \phi(2\pi) = 0$ và phương trình (1) chúng ta thu được

$$\int_0^{2\pi} P(t) dt = \int_0^{2\pi} \left(\frac{1}{2} \frac{d^2 \phi}{dt^2} + \dots \right) dt \quad (4)$$

Và vì thế

$$\int_0^{2\pi} P(t) dt = \dots \quad (5)$$

ở đây ϕ_1 và ϕ_2 là giá trị biên của ϕ tại $t=0$ và sau xung công suất Q xác định ϕ_1 thì chúng ta phải tìm điều kiện biên thích hợp trong phương trình (1) và (2) bằng cách xét sự biến đổi của phương trình (1) và (2) là thu được

$$\frac{d\phi}{dt} \Big|_{t=0} = \dots \quad (6)$$

Tích phân cả vế của điều kiện biên (6) cho ta

$$\phi(2\pi) - \phi(0) = \dots \quad (7)$$

ây $\phi(2\pi) - \phi(0)$ là giá trị biến thiên của ϕ tại $t=0$ và $t=2\pi$ và vì vậy nó bằng công suất Q của xung chúng ta gửi đi trong phương trình (7). Điều này cho thấy rằng số lượng photon phát ra trong quá trình laser là Q (hỗ trợ cho việc chính xác phương trình (8.4.18) của PL) có sự liên hệ với laser bán dẫn. Chúng ta có thể so sánh phương trình (5) với phương trình tương ứng của laser bán dẫn (xem phương trình (8.4.17) của PL) cho chúng ta thấy rằng năng lượng đầu ra của xung công suất Q của laser bán dẫn là bằng phần n của

$$g(A) = \begin{cases} 1/E_0 & \text{if } 0 < A < E_0 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2)$$

Công suất trung bình theo thời gian $\langle P \rangle$ có thể tính bằng tần hiệu khóa mode

$$\langle P \rangle = \int_0^\infty P(A) g(A) dA \quad (3)$$

thay ký hiệu $\tau = A/E_0$

$$\langle P \rangle = \int_0^\infty P(A) g(A) dA = \int_0^1 P(\tau E_0) g(\tau E_0) E_0 d\tau \quad (4)$$

Tính toán giá trị kỳ vọng của công suất Peak của xung khóa mode τ trong miền chu kỳ chúng ta hãy tính toán trung bình $\langle P \rangle$ của công suất quang học P của xung τ

$$\langle P \rangle = \int_0^1 P(\tau E_0) g(\tau E_0) E_0 d\tau \quad (5)$$

Nếu chúng ta giả sử rằng các bit τ của τ có phân bố $P(\tau) = m \delta(\tau - m)$ thì chúng ta có

$$\langle P \rangle = \int_0^1 P(\tau E_0) g(\tau E_0) E_0 d\tau = \sum_{m=0}^1 P(m E_0) g(m E_0) E_0 \quad (6)$$

Thay phân bố (6) vào phương trình (5) chúng ta thu được

$$\langle P \rangle = \sum_{m=0}^1 P(m E_0) g(m E_0) E_0 \quad (7)$$

Từ phương trình (7) thì chúng ta có công suất xung Peak $P_0 = P(\tau = 1) = P(\tau = 0)$ và giá trị kỳ vọng của nó $\langle P \rangle = P_0 \int_0^1 g(\tau E_0) E_0 d\tau$

8.9A. Xung Gauss có phân bố liên tục theo thời gian và hiệu suất khóa pha là hai

Biến τ của hình bao xung τ chỉ phụ thuộc vào các mode d của τ của bộ nhúng khóa pha là

$$P(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma^2}\right) \quad (8)$$

hay τ và phân bố biên Gauss và hiệu suất khóa mode b ở 2 bên pha τ $\tau = b$ cho b (xem phương trình (8.6.10) và (8.6.13) của PL)

Các xung quang học có tần số bị khóa theo thời gian tuyến tính có thể được tạo ra trong laser mở rỗng bằng cách dùng bộ điều biến pha bên trong buồng cộng hưởng tạo ra khóa pha bậc 2 giữa các mode dọc trục của buồng cộng hưởng (xem bài tập 8.13P)

8.10A Vũ trụ hoàn hảo các tín hiệu khóa mode

Bằng cách lý giải ứng dụng trên các mode trong phần trình 8.6.10 của PL và tích phân khoảng cách chênh lệch tần số để đạt hai mode liên tiếp nhau trở thành nhiễu vô cùng. Vì thế khoảng thời gian giữa 2 xung liên tiếp nhau là $\tau = 1/(\omega_2 - \omega_1)$ là nhiễu vô cùng. Thay vì thế chúng ta có xung tuần hoàn cách nhau một khoảng thời gian bằng thời gian một chu kỳ vòng buồng cộng hưởng chúng ta có được xung

8.11A Điều kiện khóa pha và khóa mode bậc 2

Nếu chúng ta giả định tần số của mode dọc trục theo trục bậc chẵn khi tần số của tần số ngang bao chu xung $A(t)$ thu được như sau chúng ta có 2N mode dọc trục khóa pha và biên độ bằng nhau E_0 có dạng

$$E(t) = \sum_{n=0}^{2N-1} E_0 \exp(i(\omega_0 + n\Delta\omega)t) \exp(i\phi_n) \quad (1)$$

Đây là điều kiện khóa pha tuân theo phần trình vị phân tích hai

$$\phi_n = \phi_0 + n\Delta\phi \quad (2)$$

Chúng ta có thể tìm nghiệm tổng quát của phương trình (2) như là một số nghiệm cho các nghiệm của phương trình thuần nhất và nghiệm của phương trình bất đồng nhất. Hai nghiệm của phương trình vi phân đồng nhất có thể viết dưới dạng $\exp(i\omega_0 t)$ và $\exp(i(\omega_0 + \Delta\omega)t)$ và vì thế nghiệm tổng quát của phương trình đồng nhất là $E_0 \exp(i\omega_0 t) + E_1 \exp(i(\omega_0 + \Delta\omega)t)$. Nghiệm tổng quát của phương trình (1) có thể tìm bằng Ansatz

$$E(t) = \sum_{n=0}^{2N-1} E_n \exp(i(\omega_0 + n\Delta\omega)t) \quad (3)$$

Đây là nghiệm trong phương trình (3) để xác định bằng cách thế phần trình (3) vào (1). Chúng ta có

$$\sum_{n=0}^{2N-1} E_n \exp(i(\omega_0 + n\Delta\omega)t) = \sum_{n=0}^{2N-1} E_0 \exp(i(\omega_0 + n\Delta\omega)t) \exp(i\phi_n) \quad (4)$$

Vì thế $E_n = E_0 \exp(i\phi_n)$. Tóm lại nghiệm tổng quát của phương trình khóa pha (2) là

$$E(t) = \sum_{n=0}^{2N-1} E_0 \exp(i(\omega_0 + n\Delta\omega)t) \exp(i\phi_0 + in\Delta\phi) \quad (5)$$

Chú ý rằng giá trị không bị nhân E_0 chỉ là nhân tử chung và có thể thay đổi pha

điều kiện bảo toàn năng lượng \$A(t)\$ trong khi ở vị trí \$s\$ dịch chuyển thích hợp để thỏa mãn điều kiện bảo toàn năng lượng. Không cần tính toán quá trình trong các phần sau chúng ta sẽ giả sử rằng điều kiện bảo toàn năng lượng (5) được thỏa mãn.

$$\varphi_l = \frac{\pi}{2} l^2 = \begin{cases} 0 \pmod{2\pi} & \text{for } l = 2r \text{ even} \\ \pi/2 \pmod{2\pi} & \text{for } l = 2r+1 \text{ odd} \end{cases} \quad (6)$$

Dùng điều kiện (6) để điều kiện bảo toàn xung \$A(t)\$ trong phương trình (1) để tìm vị trí \$s\$ và \$d\$.

$$\begin{aligned} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l} \cos(\varphi_l) &= \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l} \cos\left(\frac{\pi}{2} l^2\right) \\ &= \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{2r} \cos(0) + \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{2r+1} \cos\left(\frac{\pi}{2}\right) \\ &= \frac{1}{2} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r} - \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{2r+1} \end{aligned}$$

Để chứng tỏ rằng

$$\sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r} - \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{2r+1} = \ln 2$$

chúng ta sẽ sử dụng

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n} = \ln 2$$

biểu thức xung trong phương trình (9) chứng tỏ rằng xung có dạng các hàm tuần hoàn dao động nhanh. Điều này dẫn đến các peak hẹp có tần số \$f_l\$ khác nhau. Các peak này có tần số \$f_l\$ khác nhau. Điều kiện bảo toàn năng lượng trong trường hợp này là \$N\$ số mode dao động \$N\$ lần thì chúng ta sẽ có \$N\$ phép gần đúng.

Điều này cho thấy rằng xung \$A(t)\$ có tần số \$f_l\$ và \$f_{l+1}\$ khác nhau khoảng cách \$f_l - f_{l+1} = \Delta f\$. Các mode này theo trình tự ngược lại.

8.12A. Tính toán xung xung trong laser Nd:YAG khóa mode tích cực

Trong lý thuyết laser, để mô tả xung \$A(t)\$ trong laser khóa mode tích cực, chúng ta sẽ tính gần đúng bằng phương trình (8.6.19) của PL

$$A(t) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l} \cos(\varphi_l) \exp(-\gamma_l t)$$

với \$f_l\$ là tần số \$l\$ của mode laser, \$A_l\$ là biên độ mode laser, \$t\$ là thời gian xung trong laser. Điều kiện bảo toàn năng lượng \$A(t)\$ cho biết công suất của xung ánh sáng trong chân không \$I(t)\$ chỉ phụ thuộc

bộ ứng có ứng lực $L=1,5m$ tại chúng ta có $M_H = 1,5 \cdot 95GH = 142,5GH$.
phương trình (1) thì chúng ta thu được $M_H = 102,4GH$. Chú ý rằng lưu ý chúng ta
đã chọn ứng lực không ứng suất ở khoảng thời gian xung quanh cho bộ phận
trình (8.6.18) của PL và vì thế vì chúng ta không phải thu được vào tần số f của bộ phận
và tần số chênh lệch bộ phận thông thường là Δf . Trong trường hợp này chúng ta sẽ
được khoảng thời gian xung

$$\Delta t = \frac{1}{\Delta f} = \frac{1}{1000000} = 1 \mu s$$

Như vậy nếu số vòng xung quanh của bộ phận là N thì

8.13A Phân tích xung Gauss của khóa mode tần số

Cơ sở lý thuyết phân tích sóng khóa mode tần số (FM) gần như là cơ
lý thuyết phân tích sóng khóa mode tần số biến thiên của vào chỉ là trong
phần của PL và PL. Ý tưởng cơ bản là khi học về khóa mode tần số xác định
số lượng chuyển đổi xung lên trong bộ phận ứng laser số 10 là hình dạng
của nó sau một vòng cách nhau một số trị hoãn pha nào đó. Nếu chúng ta
các toán mô phỏng truyền xung trong môi trường lý tưởng thì một mặt
tần số biến thiên chúng ta có hình ảnh

$$E(t) = A(t) \exp(j\omega_0 t + \phi(t))$$

đây $A(t)$ là biên độ bao của sóng chuyển xung trạng thái xác định trong bộ phận
ứng dụng và $\phi(t)$ là số trị hoãn pha có thể có. Biểu thức của $A(t)$ và $\phi(t)$ sẽ
biểu thức tìm được trong khóa mode AM và cho bộ phận trình (F.1.15)
và (F.1.13) của PL. Trong trường hợp tần số biến thiên chúng ta có
được $A(t) = A_0 \exp(-\alpha t)$ và $\phi(t) = \omega_0 t + \phi_0$ là hằng số tần số biến thiên
Bí quyết chúng ta hình dung xung đi qua bộ phận biến thiên về vị trí mô phỏng học
của nó hoặc của nó về tần số biến thiên chúng ta có thể lý giải ứng có
bộ phận quy luật parabol gần đúng và thì thì phần vị trí các hằng số biến thiên
là

$$A(t) = A_0 \exp(-\alpha t) \exp(j\omega_0 t + \phi_0)$$

đây dựa trên phần tử của chúng ta theo xung đi qua bộ phận biến thiên về vị trí
của nó về tần số biến thiên. Như vậy chúng ta có thể lý giải phần tử của nó
trường hợp này có liên quan với vị trí của nó về xung không đi qua bộ phận
trên đây hoặc là một phần tử của nó về vị trí của nó về tần số biến thiên
trạng thái chuyển từ phần tử của nó về vị trí của nó về tần số biến thiên
thu được bộ phận thông thường là xác định về một tần số hoặc tính. Sau khi thì phần
trình (F.1.13), (F.1.15) và (2) vào phương trình (1) và dùng định lý biến

ĐẠI HỌC QUỐC GIA VIỆT NAM
TRƯỜNG ĐẠI HỌC CÔNG NGHỆ THÔNG TIN

điều kiện biên tại mặt bên trong là xung lượng qua bề mặt điều kiện biên bằng 0. Các điều kiện biên tại mặt bên ngoài là xung lượng qua bề mặt điều kiện biên bằng 0. Sau khi phân tích các điều kiện biên và các điều kiện khác, ta có được phương trình sóng cho trường điện từ trong môi trường này. Phương trình sóng cho trường điện từ trong môi trường này là:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{j}$$

trong đó \mathbf{E} là trường điện từ, \mathbf{j} là mật độ dòng điện, μ_0 là hằng số từ thẩm, c là vận tốc ánh sáng trong chân không. Phương trình sóng cho trường điện từ trong môi trường này có thể được giải bằng phương pháp biến đổi Fourier. Phương trình sóng cho trường điện từ trong môi trường này có thể được giải bằng phương pháp biến đổi Fourier. Phương trình sóng cho trường điện từ trong môi trường này có thể được giải bằng phương pháp biến đổi Fourier.

$$E(x, y, z, t) = \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\omega} \tilde{E}(\mathbf{k}, \omega) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$$

Trong đó \mathbf{k} là vectơ sóng, ω là tần số góc, $\tilde{E}(\mathbf{k}, \omega)$ là biên độ của trường điện từ. Phương trình sóng cho trường điện từ trong môi trường này có thể được giải bằng phương pháp biến đổi Fourier. Phương trình sóng cho trường điện từ trong môi trường này có thể được giải bằng phương pháp biến đổi Fourier. Phương trình sóng cho trường điện từ trong môi trường này có thể được giải bằng phương pháp biến đổi Fourier.

Chú ý

Chú ý rằng các điều kiện biên của trường điện từ tại các bề mặt phân cách giữa các môi trường khác nhau phải thỏa mãn các điều kiện biên của trường điện từ tại các bề mặt phân cách giữa các môi trường khác nhau.

8.16A Tính toán năng lượng xung và công suất peak trong laser Nd:YAG khóa mode thụ động

Trong laser khóa mode thụ động vận hành ở chế độ xung, năng lượng xung và công suất peak của xung có thể được tính toán bằng cách sử dụng các công thức sau đây:

$$E_{\text{pulse}} = P_{\text{peak}} \cdot \tau$$

Trong đó E_{pulse} là năng lượng xung, P_{peak} là công suất peak của xung, τ là độ rộng xung. Công suất trung bình của xung có thể được tính toán bằng cách sử dụng các công thức sau đây:

$$P_{\text{avg}} = P_{\text{peak}} \cdot \frac{\tau}{T}$$

Trong đó P_{avg} là công suất trung bình của xung, T là chu kỳ xung. Công suất trung bình của xung có thể được tính toán bằng cách sử dụng các công thức sau đây:

phương trình (1) và (4) chúng ta thu được

$$\frac{dN_2}{dt} = -\gamma N_2 + \frac{1}{2} \gamma N_1 \quad (5)$$

thì lập mối quan hệ giữa khoảng thời gian xung Δt và tần số xung f thay vì công suất Peak của nó. Điều kiện chúng ta yêu cầu là vì xung sec lan hyperbolic chúng ta có (xem bài tập 8.16P)

$$\Delta t = \frac{1}{f} \quad (6)$$

Thế biểu thức (6) vào (5) cho biểu phương trình (6) vào phương trình (5) để tìm biểu thức sau về khoảng thời gian xung

$$\frac{dN_2}{dt} = -\gamma N_2 + \frac{1}{2} \gamma N_1 \quad (7)$$

Thế vào phương trình (7) các giá trị bằng số của bộ (1) $E=40\text{mJ}$, $\tau=0.1\mu\text{s}$, $N_1=10077A$, $\gamma=10^{-10}\text{s}^{-1}$ chúng ta thu được

8.18A. Khoảng thời gian xung trong một laser khóa mode Ti:sapphire diode soliton

Khoảng thời gian khóa mode diode soliton cho biểu phương trình (8.6-1) PL có dạng

$$\Delta t = \frac{1}{f} \quad (8)$$

ĐẠI HỌC QUỐC GIA VIỆT NAM
TRƯỜNG ĐẠI HỌC CÔNG NGHỆ THÔNG TIN

Ấy E là năng lượng xung lên trong buồng cộng hưởng là số tán sắc nhóm toàn phần trên mặt lồi truyền qua trong buồng cộng hưởng và chỉ chuyển pha phi tuyến trong môi trường Kerr trên mặt lồi truyền qua buồng cộng hưởng và trên mặt lồi này đồng sự quang học để vẽ sơ đồ ghép nối ra ngoài buồng cộng hưởng và năng lượng liên hệ với công suất đầu ra trung bình như sau:

$$P_{out} = P_{in} \left[1 - \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \frac{E}{\epsilon_0} \right]^2 \quad (2)$$

Ấy L là thời gian đi tới mặt lồi buồng cộng hưởng và T là số truyền qua của bộ ghép nối ra ngoài với $L=1.5m$, n_2 là hệ số chiết suất phi tuyến $n_2=10ns$ và do đó $E=500mW$ và $T=0.05$ phương trình (2) cho chúng ta $P_{out} = 0.13W$. Giá trị này của năng lượng xung và độ rộng xung (1) và $\lambda = 800nm$ và $\tau = 10ps$ chúng ta thu được $N_{ph} = 1.5 \times 10^{11}$ photon công suất năng lượng xung chúng ta nhận được là $1.5 \times 10^{11} \times 800 \times 10^{-9} = 1.2 \times 10^4$ photon xung. Công suất xung liên hệ với năng lượng xung E và thời gian xung τ như sau (xem bài tập 8.10P)

$$P_{avg} = \frac{E}{\tau} = \frac{500 \times 10^{-3}}{10 \times 10^{-12}} = 5 \times 10^7 W = 50 MW$$

Từ phương trình (3) và $N_{ph} = 1.5 \times 10^{11}$ và $E = 100nJ$ chúng ta thu được $P_{avg} = 50 MW$

8.19P Số photon xung trong buồng thể chất
 Xung Gauss truyền bên trong môi trường tán sắc với số tán sắc v và n không đổi nguyên hình dạng của nó khi nó đi qua khoảng thời gian xung với sự thay đổi n theo thời gian theo quá trình truyền. Các bài tập cho khoảng thời gian xung của một xung Gauss không bị nhiễu loạn theo thời gian trong quá trình truyền trong môi trường tán sắc để vẽ sơ đồ ghép nối ra ngoài buồng cộng hưởng và năng lượng liên hệ với công suất đầu ra trung bình như sau (xem bài tập (G.15) của PL)

$$P_{avg} = \frac{E}{\tau} = \frac{100 \times 10^{-9}}{10 \times 10^{-12}} = 10^4 W = 10 kW$$

Ấy $\Delta\omega$ là chỉ số dải tần của các xung trong môi trường. B là FWHM của biên độ của xung Gauss. Có quan hệ $\Delta\omega = \frac{1}{\tau}$ và $B = \frac{1}{\tau}$ và $\Delta\omega = 0.1s$ và $B = 0.1s$ chúng ta thu được $\Delta\omega = 10$ và $B = 0.1s$ phương trình (1) chúng ta thu được

$$P_{avg} = \frac{E}{\tau} = \frac{100 \times 10^{-9}}{10 \times 10^{-12}} = 10^4 W = 10 kW$$

... là nó không phải thu về vào bình đẳng xung khóa mode. Cần chú ý rằng sự ... ở nh ...
 chu kỳ xung ban đầu này làm mất tác dụng của hiệu ứng tán sắc mặt phản xạ xung khóa
 mode. Tuy nhiên hiệu ứng này lại bị hiệu chỉnh xung từ hoàn toàn ngược lại $\omega = -\omega$...
 Trong thực tế nó ... có độ lệch pha ... xác định các xung mặt là sóng xung kích
 Định chế độ nh ... này đồng nghĩa với giá trị n ... đồng nghĩa với không từ hoàn

Chú ý

Hình ảnh ... qua ... từ ... trong ... mỗi ... tán ...
 ... độ ... cách ... Talbot ...
 quang ... vì ... 18 s ... thích ...
 ... s ... truyền ... hai ...
 không gian ... sóng ...

Chương 9: Các laser trạng thái rắn, laser thung nhum và laser bán dẫn
Các bài tập

9.1P: Hiệu suất công suất trong laser $Ti:Al_2O_3$

Laser $Ti:Al_2O_3$ được bơm dọc bởi một chùm điều tiêu của laser Ar^+ ở bước sóng bơm $\lambda_p = 514nm$. Một bộ thấu kính bước sóng được chèn vào trong buồng cộng hưởng làm cho laser dao động ở bước sóng 850nm. Giả sử rằng độ mất mát trên một lần truyền qua buồng cộng hưởng $\gamma_r = 10\%$, hệ số phản xạ gương đầu ra $R = 95\%$ và hiệu suất bơm $\mu_p = 30\%$, giới hạn công suất đầu ra điều kiện tối ưu. Tính hiệu suất công suất của laser.

9.2P: Công suất đầu ra của laser Nd:YAG

Laser Nd:YAG được bơm ngang bằng bước sóng 808 nm. Mode laser có kích thước ...
 ... phát xạ ...
 ... ghép ... qua $T = 12\%$...
 ... 13 s ...
 ... công suất ...
 ... laser này

9.3P: Laser Nd:YAG trong sóng mũ

Một công ty laser chế tạo cho nhà máy ... laser Nd:YAG ...
 ngoài ... Laser này có công suất bơm ... công suất ...
 ... hình ...
 ... lên trong buồng ... laser công suất ...
 ... 2 ...
 ... công suất ...
 ... laser không ...

9.4P: Laser trạng thái rắn màu xanh

Laser trạng thái rắn màu xanh dùng môi trường hoạt tính là Nd:YAG ...
 ... hai ... laser ...
 ... 99% ... 532nm

$N_t = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, thành u ra $\lambda = 808 \text{ nm}$. Gi s r ng
 n u su t m l $N_t = 1.38 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, ng ho h a i v i Nd:YAG $N_t = 8.97 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ k i c h
 h c v t mode b n trong th n h Yb:YAG laser ho t o ng d i t i u k i n h m t i u
 v a h s m t m t n m t l n truy n qua $N_t = 1.38 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ b c s o ng 1064 nm th kh o n g
 s p h a t s o ng l i b c h a i S c h u y n i c o n g s u t trong t i n h t h p h i t u y n c o t h
 n u d i n $N_t = 1.38 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ a c o n g s u t b c s o ng 1064 nm i y a o t i n h t h
 a c o n g s u t 532 nm p h a t r a t i n h t h $N_t = 1.38 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ a h s c h u y n i. T i n h t o a n c o n g
 s u t b m c n t h i t trong laser n a y c o n g s u t b m u r a $N_t = 1.38 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ b c s o ng 532
 m (M c k h o l n h n t r u n g t i n h)

2.5P: Laser Yb:YAG và laser Nd:YAG

Hai công ty sản xuất laser là hai các công ty khác nhau trong thị trường laser trị n
 thái. Công ty A chỉ tạo laser Nd:YAG và vài tháng sau công ty B tạo ra laser
 Yb:YAG. Hai laser có bán dẫn để tích trữ năng lượng và kích thích t mode trong
 thanh Yb:YAG nh h n 5 n trong thanh Nd:YAG. Hai n n a các hi u s u t m trong
 laser là nh i n h a u. Công ty A phát b i u r n g laser Nd:YAG c o n g s u t b m l n h n 3.6
 n c a laser Yb:YAG c a B. Gi s r n g s m t m t n m t l n truy n qua $N_t = 1.38 \times 10^{20}$
 trong 2 laser, t i n h t o a n c h i u d a i c a thanh Yb:YAG, t i n g c a c g i a t i n h g s c a b a o
 a o trong b n g s a u

	Nd:YAG (1% at. w.)	Yb:YAG (6.5% at. w.)
$N_t (10^{20} \text{ cm}^{-3})$	1.38	8.97
τ (ms)	0.23	1.16
$\sigma_e (10^{-20} \text{ cm}^2)$	28	1.8
$\sigma_a (10^{-20} \text{ cm}^2)$	-	0.12
λ (nm)	1064	1030
λ_p (nm)	808	941

a) N_t là m t c a các m ho t i n h trong m o i t i n g l i h i t i a n s n g m c laser
 t e n N_t a u t d i n p h a t x c m n g h i u d n g b c s o ng laser $N_t = 1.38 \times 10^{20}$ a u t d i n h i
 a u t d n g b c s o ng laser $N_t = 8.97 \times 10^{20}$ a b c s o ng l i m

2.6P: Sơ đồ hình thành laser Cr:LISAF

Một nghiên cứu sinh hiện nay đã thành laser Cr:LISAF bên trong buồng cộng hưởng laser
 thanh có m t $N_t = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ion/cm³ bán dẫn để b c s o ng 670 nm c l m b n
 c p h a n c c theo l i n g t h n g n g. M t b i t i u c h n h i m cho laser dao i n g l i c
 s o ng 850 nm v a c h c h n s p h a n c c t h n g n g h o t r u n g l i h n g v i t r c quang h c
 Cr:LISAF. N h i e n c u s i n h p h a t b i u r n g d o t i n h d h n g c a Cr:LISAF n g n g b n
 n g 3 l n k h u quay th n h t o q u a n h t r c quang h c. T i n h t o a n c h i u d a i th n h c a c g i a t i
 n g s c a b a o c a o trong b n g s a u

toán công suất ngưỡng của laser xanh lục công suất đầu ra là 100mW laser Nd-YAG

9.11H Các mode dọc trong laser bán dẫn

Xét laser bán dẫn với chỉ số khúc xạ $n=3,5$ và $G=300\text{cm}^{-1}$ Gi s r ng, v ch i i c c u ng th o ng $\Delta n_p=80\text{GHz}$ và ch i t s u t nh o m c a b n d

3. Tính toán số mode dọc rơi vào trong vạch này. B u n g c n g h i n g laser p h i d o b n g b a o n h u t c d a o n g n mode d c

9.12H Số lượng mode trong laser bán dẫn

Gi s m t ch i m t u r a c a laser b n d h k i t h p v m t kh o ng gian Gi s r ng p h n b t r i n g n g a n d c theo h i n g s o ng s o ng v i vu o ng g o c i n i t u p x u c c b i e n d i n g Gauss v i k i c h t h c v i W_x v a W_y C n g gi s r ng i v i h a i p h n b t r i n g, v t r i c a c c h u n t u t h i n m t u r a. V i n i n g i e u i n c h o t u c n a y h i t u t r a h i n t h c c a k h o n g d i c h t r u y n c h i m t r t h a n h t r o n Ch i u v i $25\mu\text{m}$ v i $105\mu\text{m}$ c c h u n t u t h i n m t u r a c a k h o n g c a c h n a y 1V $50\mu\text{m}$

9.13H Ngưỡng dòng trong laser GaAs/AlGaAs

Xét laser diode cấu trúc kẹp bao gồm lớp p-hoạt tính GaAs giữa hai lớp ph AlGaAs phát xạ 840nm Gi s r ng h i t i i g k h i t r o n s u t 10cm^{-1} t i i t u m c h i u d a i b u n g c n g h i n g $10\mu\text{m}$ i v i p h n $10\mu\text{m}$ h i g i a n s n g d c x $10\mu\text{m}$ c h i u d a i c a l p h o t i n g $=100\text{nm}$ i u s u t n g t i e n t r o n $0,95$ v a s m t m a t t o a n p h n t r e n r a t i n t r u y n q u a 43% Gi s r ng c h i t s u t c a l p h o t i n g v a c a c a c l p h i $3,4$ v a $3,4$ T i n h t o a n n i t d o n g i n g n g n t h i t t r o n laser t a y

9.14H Hệ số góc công bố hiệu suất trong laser GaAs/AlGaAs

Bi u t h c c a c o n g s u t u r a i a laser b n d h l a (x e m p h o n g t i n h (9.4.14) c a L)



ây là dòng học công bố hiệu suất là hiệu suất công bố trong laser R là hệ số phản xạ của các gương đầu ra là hệ số mất mát bên trong là chỉ số khúc xạ của laser B t u t p h i n g t i n h n a y r u t r a b i u t h c c a h s g o c n g c o n g h i u s u t c a laser Sau ó t i n h t o a n h s g o c n g c o n g h i u s u t laser GaAs/AlGaAs i v i t i n a p t i v o $V=1,8\text{V}$ Gi s r ng c h i u d a i b u n g c n g h i n g $=300\text{cm}^{-1}$ H i u s u t n g t i e n t r o n $0,95$ h s p h n x c a h a i m t c u $R=32\%$ h s m t m a t $10\mu\text{m}$ v a b c s o n g p h a t x $850\mu\text{m}$

9.15H Phân bố cường độ trong laser bán dẫn

Nói chung các laser bán dẫn loại Fabry-perot dao động với mode dọc. Tính các dao động n mode ngang i t a s i n g c u t r u c p h n h i p h n b i t Xét laser p h n h i p h n b

c bị uốn cong bình 9.29b của PL. Tính toán chu kỳ của sóng tới bị nhiễu xạ từ grating laser hoạt động ở mode bậc sóng $m = 1$ 530nm và chỉ số khúc xạ trung bình trong bán dẫn là $n = 3.5$.

9.16) Ngưỡng dòng trong laser dị cấu trúc

Xét laser dị cấu trúc bao gồm lớp p-heterojunction GaAs với chiều dày $L = 10nm$ kẹp giữa hai lớp nhúng AlGaAs phát xạ bức xạ có bước sóng 840nm. Giả sử mật độ hạt tải điện trong suốt là $10^{18} cm^{-3}$ và thời gian sống bức xạ là $10^{-9} s$. Chiều dài bước sóng trong không khí lý tưởng là $\lambda = 840nm$. Tính mật độ điện phân trên một lớp truyền qua $10^{-4} m^2$ và hệ số giảm $\alpha = 10^{-3} cm^{-1}$. Tính toán mật độ dòng ngưỡng cần thiết để laser này. So sánh kết quả này với kết quả thu được của laser bán dẫn Heterostructure kép được xét trong bài 9.1.

9.17) Mật độ hạt tải điện trong laser phát xạ mặt bằng dị cấu trúc

Xét laser phát xạ mặt bằng dị cấu trúc (VCSEL) bao gồm một lớp p-heterojunction kẹp giữa hai lớp phản xạ Bragg. Các lớp nhúng p-heterojunction bao gồm nhiều cấu trúc dị cấu trúc với chiều dài hạt tải điện $d = 30nm$ (chiều dài bước sóng trong không khí lý tưởng) và chiết suất khác nhau $n_1 = 3.5$ và $n_2 = 3.4$. Các lớp phản xạ có hai góc $L = 99%$. Hệ số mật độ hạt tải điện là $8 \times 10^{18} cm^{-3}$ và thời gian sống bức xạ là $10^{-9} s$. Giả sử mật độ hạt tải điện trong suốt là $10^{18} cm^{-3}$. Tính toán mật độ hạt tải điện trong laser này.

Tr L

9.1A) Hệ số góc công suất trong laser

Hệ số góc công suất của laser bán dẫn có thể được viết (xem phương trình (7.3.12) của PL)

$$\frac{dP}{dz} = \frac{1}{2} \left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{out}} - \frac{1}{2} \left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{in}} + \frac{1}{2} \left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{spont}}$$

trong đó $\frac{dP}{dz}$ là hiệu suất của mật độ công suất truyền qua, $\left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{out}}$ là mật độ công suất đầu ra của tia laser, $\left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{in}}$ là mật độ công suất đầu vào của mỗi đầu heterojunction, và $\left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{spont}}$ là mật độ công suất của mode laser. Thay vào đó các đại lượng $\left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{out}}$, $\left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{in}}$, $\left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{spont}}$ và kích thước mode và kích thước của chùm bơm bằng nhau với A và L là diện tích mặt cắt của mode laser. Tính toán hệ số góc công suất chúng ta có thể giả sử $\left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{in}} = 0$. Mật độ công suất đầu ra có thể tính được bằng $\left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{out}} = 0.01 \left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{spont}}$. Mật độ công suất truyền qua và hệ số phản xạ của đầu ra (xem phương trình (7.2.6) của PL) thì các giá trị bằng số được cho là được nhập vào phương trình (1) chúng ta có $\frac{dP}{dz} = 0.01 \left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{spont}}$.

9.2A) Công suất đầu ra của laser Nd:YAG

Công suất đầu ra của laser 4 mức có thể được biểu diễn là (xem phương trình (7.3.9) của PL)

$$P_{\text{out}} = \frac{1}{2} \left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{out}} A = \frac{1}{2} \left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{spont}} A$$

Chúng ta có thể vẽ sơ đồ nguyên lý (1) và sơ đồ cấu trúc của hệ chuyển đổi trong tình hình này như sau:



Hệ này là hệ số nhân mát m¹ truyền qua có hiệu suất hệ số nhân mát ghép đầu ra qua bộ ưu thế.



Thì pha chế tinh (3) vào pha chế tinh (2) và dùng pha chế tinh cuối cùng bộ ưu thế để thu được bộ ưu thế (4a) và (4b) chúng ta thu được:



Ở pha chế tinh (5) thu được hiệu suất hàm theo sơ đồ thì chúng ta thu được:



Thì các giá trị bằng số cho trong bài tập vào pha chế tinh (6) chúng ta thu được công suất hiệu suất thu được công suất đầu ra là 8.71W là 2W.

9.5P: Laser Yb:YAG và laser Nd:YAG

Công suất bơm năng lượng trong laser 4 mức để điều kiện làm việc có thể vẽ sơ đồ xem pha chế tinh (7.3.12) của PL.



Đây là hiệu suất làm việc của laser 4 mức là điển tích mặt cắt mỗi pha chế tinh là hệ số nhân mát m¹ truyền qua là tỉ lệ gian sáng mặt laser trên là tỉ lệ diện tích phát xạ mặt hiệu dụng bộ ưu thế này có thể dùng sơ đồ vẽ laser Nd:YAG để vẽ trong bài tập Yb:YAG là laser 4 mức 3 mức. Công suất bơm tỉ lệ năng lượng điều kiện làm việc có thể vẽ sơ đồ là:



Chúng ta có thể vẽ sơ đồ nguyên lý (1) và sơ đồ cấu trúc của hệ chuyển đổi trong tình hình này như sau:

ày là tia tia đi n h p th hi u ng là chi u dài thanh Yb:YAG là m t toán
ph n trong môi tr ng Theo bài t p kích th c v i c a mode trong thanh Nd:YAG
Yb:YAG b ng 3.6 Dùng ph ng tr nh (2-3) và gi s m t mát v hi u su t h m gi ng
phau trong c hai laser chúng ta thu c

$$\eta_{\text{th}} = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = \frac{270}{300} = 0,9$$

ày các tham s v t li u i v i c hai laser c kí hi u b i các ch s Nd và Yb c
ph ng tr nh (3) nh n c chi u dài thanh Yb:YAG nh m t l m theo các i l ng
shac chúng ta thu c

$$n_{\text{Nd}} = 1,81; n_{\text{Yb}} = 1,81$$

ày là b c sóng h m Theo bài t p kích th c v i c a mode trong thanh Nd:YAG
n h n 5 n Yb:YAG n th 24 Tỷ nh ng giá t c cho trong bài t p và
ph ng tr nh (4) chúng ta thu c chi u dài thanh

9.6P: S d h ng trong thanh laser Cr:LISAF

Công su t b m ng ng trong laser 4 m c d i i u kí n m u có th c v i t
xem ph ng tr nh (7.3.12) c a PL

$$P_{\text{out}} = 1,2 \text{ W}$$

ày là hi u su t h m là n s h m A là d n tích m t c t c a môi tr ng ho
tinh là h s m t mát m t n truy n qua là th i gian s ng c a m c laser tr n v
là tia đi n phát x c m ng hi u i ng Do s b t ng h ng c a thanh Cr:LISAF h
đi n phát x c m ng v s h p th i m bên trong môi tr ng ho t tính thay i khi sinh
viên quay thanh Vì lý do này hi u su t h m c ng thay i khi thanh c quay Trong
ph ng ph n sai chúng ta c i gi s r ng s quay c a thanh không thay i ho c i s m
mát không thay i c s m t mát c b u ng c ng h ng v i kích th c v i c a mode Theo
bài t p và dùng ph ng tr nh (1) t s gi a công su t b m và ng ng có th c v i t là

$$P_{\text{in}} = 1,2 \text{ W}$$

ày các kí hi u v i c h ng c a tr c quang h c Cr:LISAF song song v i vuông góc
v i h ng phân c c ánh sáng i tính hi u su t h m chúng ta nh i r ng i s m
b i (xem ph ng tr nh (6.2.5) c a PL)

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

ay là hi u su t b c x là hi u su t chuy n là hi u su t h

n là h s h p th c ay t li u t h c c v là chi u dài than là hi u su

ng t n ng ng gi s r ng các t ng không thay i sau khi quay

banh chúng ta có th vì t i ph ng t ph (2) d t s h tr c a ph ng t rnh (3) là

[REDACTED]

[REDACTED]

ình h th c h p th chúng ta có th dùng h th c

[REDACTED]

[REDACTED]

ay là t i d n h p th b c song h m và là m t toán ph n c a các ion

trong than Cr LISAP Chú y r ng trong ph ng t rnh (5) chúng ta gi s r ng s

h p th trong môi tr ng h o t i nh không h o hòa là s h tr c a ph ng t rnh (5)

chúng ta có th vì t i ph ng t rnh (4) là

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

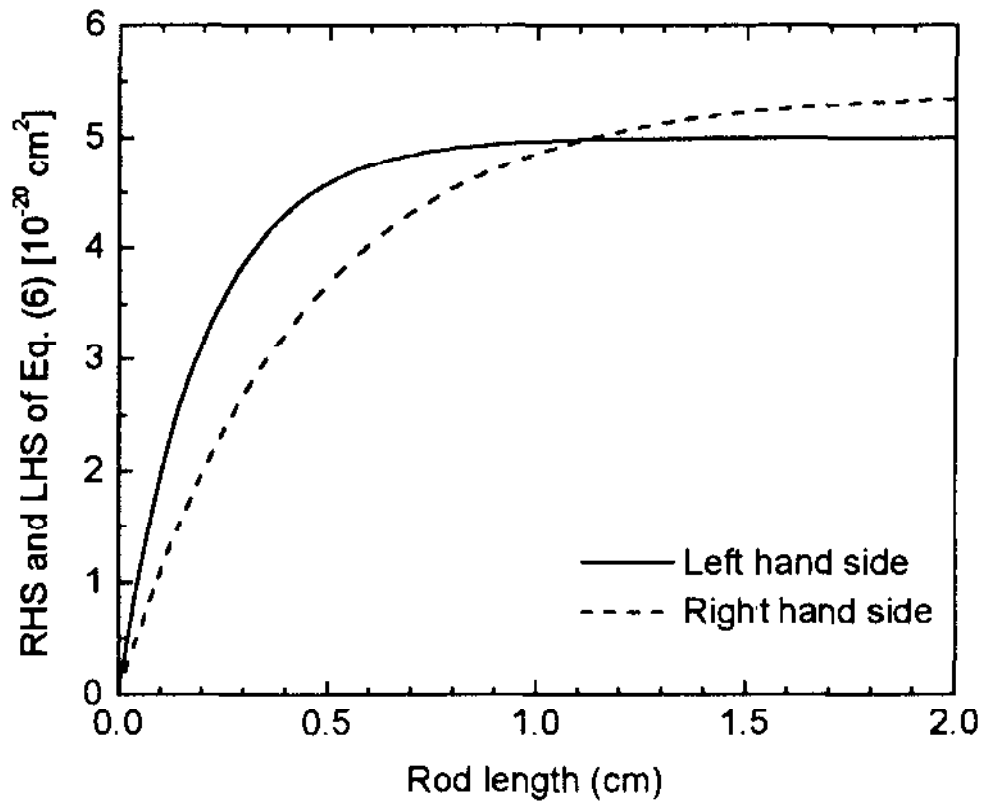


Fig. 9.2 Graphical solution of Eq. (6)

Điểm thứ ba này là phương trình phi tuyến theo biến z . Nghiệm có thể thu được bằng phương pháp lặp. Đây là phương pháp sử dụng nghiệm bằng phương pháp thử chung ta đưa vào trong hình (9.2) và vẽ phôi vẽ vẽ trái của phương trình (6) nghiệm hàm theo z và sau đó chúng ta tìm giao điểm của hai đường cong. Dùng các giá trị bằng số cho trong bài tập chung ta tìm được giao điểm $z = 1 / cm$ và nếu đi đến nghiệm của bài tập chú ý rằng nghiệm của phương trình $z = 0 / cm$ không có ý nghĩa vật lý và có thể bỏ qua. Lưu ý rằng không có giao điểm khác giá trị $z = 0 / cm$.

9.7A Công suất ngưỡng bơm trong bơm doped ống góp trạng thái ổn định và kích thước thiết bị. Chúng ta hãy xét sự các mức năng lượng trong môi trường hoạt động của bộ đầu đi trong hình 9.3. Đây là dịch chuyển A của các dịch chuyển năng lượng trong khi dịch chuyển B và C của các quá trình hấp thụ các mức laser trên và các mức laser dưới.

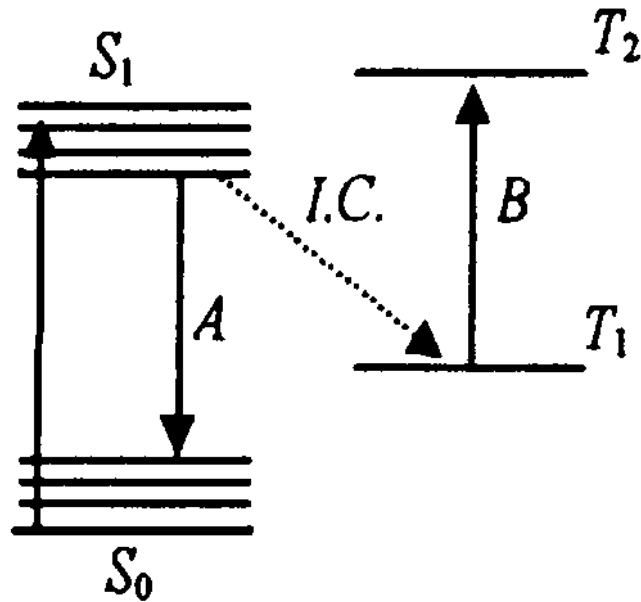
(6.3.12) c) a PL)



ày, là hiệ số tấ m, là n s b m, là chỉ u dài môi tr ãng hơ t tính, là k
 tích thấ c v, là mode v, là kích thấ c v tấ m, v i s, hấ r c a ph ãng tr ãnh (3
 à (4) ãng s u tấ m ãng ãng cõ u, cõ b i u d i n là



Sõ sãnh k i qu ã l v x i ph ãng tr ãnh (3.6.20) là PL ch i u y r ãng cõng s u tấ m
 ãng ãng t ãng tấ v i m tấ laser l v ãng v i hai lý dõ
 a) S i ãng m tấ tấ m tấ n truy ãn qua tấ n tấ
 b) g i m h i s i tấ tấ m tấ n truy ãn qua tấ n ph i n dõ s h p th ã tr ãng thấi kích
 thấ i h i cõ xẽn ph i s hầy tấ tấ d i n cõ m ãng h i u d ãng tấ
 9.8P Cõng s u tấ b m ãng ãng trong laser hõa mầu ãng gõp l i ba-b i ba
 ch i u hầy xẽ s i cõ m cõ ãng ãng trong ph ãn tấ th u cõ nh u m cõ b i u d i
 trong h ãnh 9.4(xẽn h ãnh 9.3) a PL)



H ãnh 9.3: cõ m cõ ãng ãng trong th u cõ nh u m

õ ch i chuy ãn laser x y rã g i cõ m cõ ãng ãng th i ph i r c a tr ãng thấi kích thấi
 p h i p cõ m cõ ãng ãng ãng th i h i tấ tấ tấ cõ e tấ tấ cõ ãng th i
 tấ v i trong m ãng tr ãng th i hầy s i m tấ tấ tấ toãn ph i n ãng ph ãn tấ th u cõ nh u m b ã
 tấ tấ ã ra cõ ãng th i hầy s i hầy s i ãng tấ tấ tấ tấ v i p i n #0 h i cõ m dõ s i
 ãng th i cõ b i n b ãng 0 v i s i m tấ cõ b i o tấ n trong cõ ãng th i hầy s i m ãng quãng tấ

ĐẠI HỌC QUỐC GIA VIỆT NAM
TRƯỜNG ĐẠI HỌC CÔNG NGHỆ THÔNG TIN

hiện. Mật số m có thể tích lũy trên những trạng thái cổ spin khác. Từ những trạng thái b i ba trong hình (4) độ dịch chuyển không bậc x, c là quá trình truyền qua (LC) từ m i các trạng thái b i ba c g i là các trạng thái b i ba b i spin i n i toàn phần trong phân tử c như m b ng m. Trạng thái b i ba có thể hình thành bậc x t i b c sóng laser. Tạo ra các trạng thái b i ba v i n ng i ng cao. Trong hình (4) C ch h p th này c nh tranh h o t ng laser. xác nh nh h ng c a h p th b i ba i ba t n công suất b m ng i ng c a laser thu c nhu m. u tiên chúng ta ph i tính toán m i b i ba c t o ra do quá trình truyền qua ch h o t ng l n t c, t c o b i ba b i quá trình truyền qua b ng v i t c phân t i b i ba. i u này có thể i u đi n là

$$A_{12} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{12}} - \frac{1}{\tau_{21}} \right) \cos \theta$$

ây là mật số laser t n i c quá trình truyền qua và là t c quá trình truyền qua và là thời gian sống b i ba. Từ phương trình (1) chúng ta có

$$A_{12} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{12}} - \frac{1}{\tau_{21}} \right) \cos \theta$$

thu c công suất b m ng i ng chúng ta ph i xác nh m i t i h i trong mật laser trên. i l i ng này có thể c tính gi s r ng khi laser i ng i l i trên n i n truyền qua b ng i m i mật trong b u ng c ng h i ng i u i n này có thể c x i ta

$$A_{12} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{12}} - \frac{1}{\tau_{21}} \right) \cos \theta$$

ây là tỉ lệ di n phát x c m ng i v i d ch chuy n laser A i là tỉ lệ di n h p th i v i d ch chuy n b i ba b i ba (B) là h s m i mật t n m i n truyền qua trong m i ng c ng h i ng i là chu u dài mỗi trạng h o t i ng. V i s h t r c a ph i ng trình (2) có thể vi t i ph i ng t i ng (3) là

$$A_{12} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{12}} - \frac{1}{\tau_{21}} \right) \cos \theta$$

T c i m i h i này gi c thu t i p b ng cách gi r ng t i c các m i kích thích phân rã ng n qua phát t phát h c qua quá trình truyền qua (xem ph i ng t i ng (o.3.18) là PL) N h

$$A_{12} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{12}} - \frac{1}{\tau_{21}} \right) \cos \theta$$

ây là tỉ lệ di n phát x c m ng i laser t n. Chú ý r ng h ng s h i gian phân rã c cho b i s k h p c a phân t i b c x và c a phân t i b o quá trình truyền qua theo h i h c

ĐẠI HỌC QUỐC GIA VIỆT NAM
 TRƯỜNG ĐẠI HỌC CÔNG NGHỆ THÔNG TIN

ày là thời gian sống bức xạ

Trong cấu hình bán dẫn có liên hệ với công suất bơm xem phần (6.3.2) của PL

ày là hiệu suất bơm, là nhân số công suất bơm là chỉ số đại mô tả độ tương tự là kích thước mode là kích thước chùm bơm. Với sự khác biệt của phần (5) và (6) công suất bơm có thể có vị trí

Số sánh kết quả lý thuyết kết quả của phần trình (6.3.20) của PL cho thấy rằng công suất bơm tối ưu tăng lên với laser lý tưởng. Tính chất này là do sự giảm của hiệu suất khi bơm tăng truyền qua do hấp thụ bị bão hòa và có thể xem là sự thay đổi của hiệu suất bơm. Bảng 6.3.1 cho thấy rằng hiệu suất truyền qua thay đổi nên có thể hoàn toàn nên do thời gian sống bị bão hòa đóng góp nhiều vào sự tăng giảm cho biết sự giảm thời gian sống của laser để lý thuyết thời gian sống bức xạ là quá trình truyền qua

9.9A Hiệu suất góc công hiệu suất trong laser hóa màu
tính toán hiệu suất công hiệu suất chỉ cần ta xét hiệu suất của công suất đầu ra laser

ày là diện tích mặt cắt của mode laser là số mặt ghép của công suất bơm và công suất tăng cường là công suất đầu ra của laser (xem phần (2.8.24) của PL). Với sự khác biệt của phần (7.3.10) của PL

Trong trường hợp laser thụ động công suất bơm sẽ nằm trong hình bán dẫn có

thể tích V (xem hình 9.8)



Đây là hệ số mất mát truyền qua trong buồng cộng hưởng, là hiệu suất biến đổi năng lượng của môi trường hoạt động laser thành năng lượng của mode kích thích của buồng cộng hưởng. Điện áp phát xạ của môi trường laser chuyển đổi thành điện áp đầu ra của chuyển đổi năng lượng. Quá trình truyền qua và mất mát năng lượng. Chỉ với năng lượng đầu vào P_{in} thì chúng ta có P_{out} .

Thế năng tính (3) vào phương trình (2) chúng ta thu được hệ thức sau:

$$P_{out} = P_{in} \left(\frac{1 - \alpha - \beta}{1 + \alpha + \beta} \right)^2 \quad (4)$$

Chúng ta có thể tính hiệu suất của quá trình (4) là

$$\eta = \left(\frac{1 - \alpha - \beta}{1 + \alpha + \beta} \right)^2$$

Đây là hiệu suất biến đổi năng lượng của hiệu suất ghép nối ra của hiệu suất năng lượng laser. Hiệu suất biến đổi năng lượng của hiệu suất điện tích. Chỉ với năng lượng đầu vào P_{in} thì chúng ta biết được giá trị đầu ra P_{out} và hiệu suất của quá trình. Khi không có mất mát thì các giá trị cho trong bài toán vào phương trình (5) chúng ta thấy rằng hiệu suất của quá trình biến đổi năng lượng truyền qua sẽ là 100%. Do quá trình truyền qua giá trị này giảm xuống khoảng 90%.

9.10 Laser nhị cực

Biểu thức của công suất đầu ra của laser cho bởi công thức

$$P_{out} = P_{in} \left(\frac{1 - \alpha - \beta}{1 + \alpha + \beta} \right)^2$$

Đây là hệ số góc công suất của laser Nd:YAG là công suất đầu ra và công suất đầu vào. Dựa trên phương trình (4) công suất đầu ra của laser Nd:YAG là

$$P_{out} = P_{in} \left(\frac{1 - \alpha - \beta}{1 + \alpha + \beta} \right)^2$$

Đây là hệ số góc công suất của laser Nd:YAG là công suất đầu ra và công suất đầu vào. Trong laser Nd:YAG, công suất đầu ra của laser Nd:Sapphire.

Phương trình (2) có thể viết lại cùng phương trình (1) biểu thức công suất đầu ra

$$P_{out} = P_{in} \left(\frac{1 - \alpha - \beta}{1 + \alpha + \beta} \right)^2$$

g a laser Ti:Sapphire

ày là hệ số góc công suất của laser laser Ti:Sapphire công suất b m
ng của laser Ti:Sapphire là công suất m c cung cấp b laser xanh
Phóng tính (3) có thể vì tỉ lệ công phóng tính (1) bị u di công suất u ra
a laser xanh

ày là hệ số góc công suất của laser xanh là công suất b m ng
trong laser xanh là công suất b m i n c cung cấp cho laser xanh chúng ta có thể
gi phóng tính (4) hu nh m i hàm theo các biến còn l i

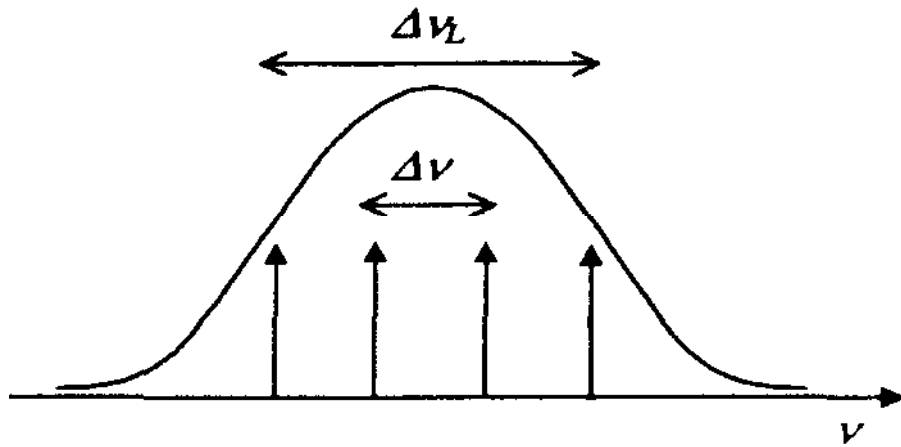
Dùng phóng tính (5) các giá trị b ng s c cho trong bài t p chúng ta hu
385.6W

9.11A Các mode d c trong laser bán d

T n s c ng h ng c a các mode có thể vì tỉ lệ g n ứng $\frac{1}{2} \frac{1}{L} \frac{1}{n}$ ày là m
nguyên là vận tốc ánh sáng trong chân không là chỉ số khúc xạ bán d n là
chiều dài bước sóng h ng t bị u th c t c ày chúng ta có thể d dạng h n c
 $\nu = \frac{c}{2L} \cdot l$ bị u th c r ày h i vì n là hàm của v c là $n = n(\nu)$ thay i i n s
ày ng v i s thay i là N có thể c tính g n ứng t phóng tính
T phóng tính này v i g n ứng chúng ta nh

ày

là ch s nhóm vận tốc N u ng v ch i c a ch i bán d i là N s mode i i vac
trong r ng v ch ày có thể c tính g n ứng (xem hình 9.5)



Hình 9.5 v ch 1 và hai mode dao động

Dùng các giá trị bên trong để cho trong hình vẽ chúng ta thấy rằng $\Delta v_L = 4$ và thấy các dao động của mode thì chúng ta phải có $\Delta v_L \gg \Delta v$ theo phương trình (9.12) và đây là nguyên nhân của sự phân cực của chùm tia laser.

9.12A Số lượng photon chùm trong laser bán dẫn

Kích thước của chùm Gauss có thể được biểu diễn như hàm theo không gian cách trục theo hình thức sau

$$E(r, z) = E_0 \exp\left[-\frac{r^2}{w(z)^2}\right] \exp\left[-ikz - i\frac{\pi}{2} + i\frac{\pi r^2}{2R(z)}\right]$$

hay V_L là kích thước của bán kính của chùm và là bước sóng của chùm (xem phương trình (4.7) và (17) của PL) Các giá trị này cũng có thể được

Một chùm Gauss laser thì chúng ta cần phải phát ra laser bán dẫn đó thì có thể có hình thức hai kích thước V_{L1} và V_{L2} và ngược lại thì ngược song song hình vuông góc

11 phần của mode

Theo phương trình (9.12) hai kích thước này có thể viết là

$$V_{L1} = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{k} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{\frac{1}{2} \left[\frac{1}{w_1^2} + \frac{1}{w_2^2} \right]}$$

$$V_{L2} = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{k} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{\frac{1}{2} \left[\frac{1}{w_1^2} + \frac{1}{w_2^2} \right]}$$

hay V_{L1} và V_{L2} là các kích thước của chùm tia laser hình học tính toán của V_L mà ở chùm là tròn chúng ta có thể cho hai kích thước bằng nhau $V_{L1} = V_{L2}$

11

Dùng phương trình (2a) và (2b) trong phương trình (3) chúng ta thu được

$$\frac{dN}{dt} = \dots$$

Trong đó τ là thời gian sống của

$$\dots$$

Thay các giá trị cho trong bài tập vào phương trình (5) chúng ta thu được

9.13A. Dòng điện trong laser GaAs/AlGaAs

Một công suất P được đưa vào trong laser bán dẫn có liên quan đến mật độ dòng điện J qua hệ thức sau (xem phương trình (9.3.4) của PL)

$$P = \dots$$

Áp dụng phương trình (6) để tính electron n là chỉ số khúc xạ của lớp bán dẫn n_1 và hiệu suất η trong phương trình (7) để tính các hằng số A và B thì phương trình (5) trở thành phương trình bậc hai để tính toán J . Chúng ta cần giải phương trình bậc hai để tìm nghiệm J của phương trình (8) và mật độ dòng điện J tại P như thế sau đây (xem ví dụ 9.1c của PL)

$$J = \dots$$

Áp dụng phương trình (9) để tìm mật độ dòng điện J và n là chỉ số khúc xạ của môi trường bán dẫn n_1 là hằng số giảm mát của môi trường bán dẫn n_1 công suất chùm tia P trong lớp bán dẫn n_1 và J là mật độ dòng laser như vậy thì hằng số giảm mát của môi trường bán dẫn n_1 chỉ là sự khác biệt của các lớp bán dẫn n_1 và các lớp bán dẫn n_2 là môi trường giảm mát. Chúng ta có thể dùng hệ thức gần đúng (xem ví dụ 9.1c của PL)

$$J = \dots$$

Áp dụng

$$J = \dots$$

Mật độ dòng điện J và (1) và (2) nên dòng điện J có thể viết là

Thì các giá trị đưa cho trong bài tập vào phương trình (4) chúng ta có $D=0.885$ dùng các giá trị này trong phương trình (3) cho chúng ta giá trị $\eta = 0.2814$. Thì các giá trị này trong phương trình (5) cùng với các dữ liệu đưa cho trong bài tập chúng ta thu được $\eta_{ext} = 0.2814$

9.14A Hiệu suất góc công suất trong laser GaAs/AlGaAs

Công suất đầu ra P_s trong laser bán dẫn có thể được biểu diễn là $P=VI$ hay $V \cdot I$ là áp suất điện qua diode laser và I là dòng điện chạy qua diode laser. Với giá trị I và V áp có thể xem là không đổi trên mặt phẳng dòng điện, vì thế hiệu suất góc công suất trong laser bán dẫn có thể được tính là

$$\eta_{ext} = \frac{P_s}{P_{in}} = \frac{V \cdot I}{V \cdot I_{in}}$$

hay η_{ext} là công suất đầu ra của laser. Từ biểu thức đưa cho trong bài tập và với số liệu trước của phương trình (1) chúng ta thu được

$$\eta_{ext} = \frac{0.15}{0.53} = 0.283$$

Thì các giá trị bằng số đưa cho trong bài tập chúng ta nhận được $\eta_{ext} = 61\%$

9.15A Phân bố phản xạ trong laser bán dẫn

Laser phân bố phản xạ bao gồm một vùng hoạt động trong đó số biến thiên chỉ số thay đổi hoàn toàn ngược lại trong các lớp bao, hình thành ra phản xạ nội tại. Do cấu trúc này tạo nên mode trong laser chỉ có một số biến thiên chỉ số thay đổi theo hướng truyền và số biến thiên này có thể biểu diễn bằng

$$n(x) = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right)$$

hay $n(x)$ là biến thiên chỉ số thay đổi tuần hoàn. Số biến thiên chỉ số Δn có thể tính theo các mode laser theo các hướng truyền và sau đó theo lý thuyết nhiễu xạ Bragg giao thoa cũng có thể hình thành các thành phần tán xạ và hiệu ứng nhiễu xạ.

$$n(x) = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right)$$

hay $n(x)$ là biến thiên chỉ số thay đổi tuần hoàn. Số biến thiên chỉ số Δn có thể tính theo các mode laser theo các hướng truyền và sau đó theo lý thuyết nhiễu xạ Bragg giao thoa cũng có thể hình thành các thành phần tán xạ và hiệu ứng nhiễu xạ.

$$n(x) = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right)$$

Thì các giá trị bằng số đưa cho trong bài tập chúng ta thu được $\eta_{ext} = 21.5\%$

9.16) Ngưỡng dòng trong laser dị hướng

Như đã đề cập ở phần trước, dòng điện trong laser bán dẫn phụ thuộc vào vị trí (xem phương trình (9.4.13) và PL)

$$I = q A n v_d$$

Trong đó n là mật độ electron, v_d là vận tốc trôi của điện tử trong trường điện áp ngoài. Trong laser bán dẫn, vận tốc trôi của điện tử phụ thuộc vào trường điện áp ngoài. Khi vận tốc trôi của điện tử tăng, dòng điện cũng tăng. Tuy nhiên, trong laser bán dẫn, vận tốc trôi của điện tử không thể tăng mãi mãi vì sẽ gặp phải các hiệu ứng như sự tán xạ, v.v. Vì vậy, vận tốc trôi của điện tử trong laser bán dẫn thường được mô tả bằng các giá trị cho trong bảng 9.1.

Số sánh kết quả này với kết quả thu được trong bài 9.1, chúng ta thấy vận tốc trôi của điện tử trong laser dị hướng nhỏ hơn vận tốc trôi của điện tử trong laser có cấu trúc kép thông thường. Nguyên nhân của các kết quả này là như sau:

- a) Sự giam giữ điện tử trong vùng dẫn của laser dị hướng.
- b) Sự tán xạ của điện tử trong vùng dẫn của laser dị hướng do sự giam giữ electron và sự tán xạ của điện tử bởi các tạp chất.

9.17) Mật độ dòng điện trong laser phát xạ mặt phẳng dị hướng

Biểu thức mật độ dòng điện trong laser phát xạ mặt phẳng dị hướng được rút ra từ vị trí của các mặt phẳng nhau trong bán dẫn theo biểu thức sau (xem phương trình (9.4.9) và PL)

$$I = q A n v_d$$

Trong đó n là mật độ electron, v_d là vận tốc trôi của điện tử trong trường điện áp ngoài. Trong laser VCSEL, vận tốc trôi của điện tử phụ thuộc vào trường điện áp ngoài. Khi vận tốc trôi của điện tử tăng, dòng điện cũng tăng. Tuy nhiên, trong laser VCSEL, vận tốc trôi của điện tử không thể tăng mãi mãi vì sẽ gặp phải các hiệu ứng như sự tán xạ, v.v. Vì vậy, vận tốc trôi của điện tử trong laser VCSEL thường được mô tả bằng các giá trị cho trong bảng 9.2.

$$I = q A n v_d$$

