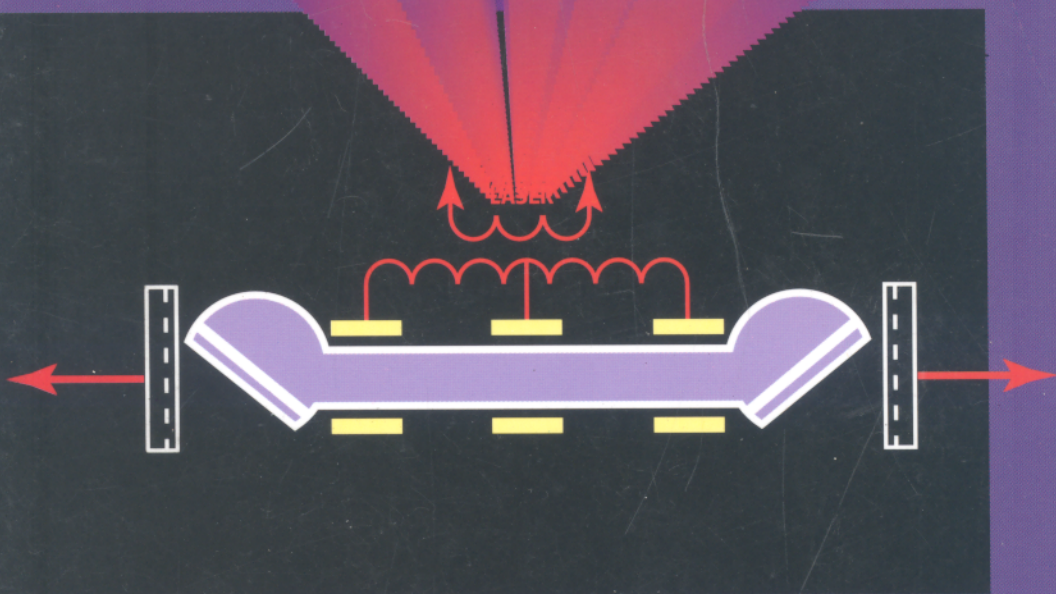


Trần Đức Hân (Chủ biên) - Nguyễn Minh Hiền

CƠ SỞ KỸ THUẬT LASER



NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC





GS. TS. TRẦN ĐỨC HÂN (Chủ biên) - PGS. TS. NGUYỄN MINH HIỂN

CƠ SỞ KỸ THUẬT LASER

(Tái bản lần thứ nhất)

NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC

thích, nghịch đảo nồng độ và modes của Laser. Vì chỉ hạn chế trong một số ứng dụng, nên chúng tôi chỉ khảo sát một số loại Laser đã được sản xuất công nghiệp và có ứng dụng rộng rãi.

Trong giáo trình các chương 1, 4, 5, 6 do GS. TS. Trần Đức Hân biên soạn, chương 2 và phần phụ lục A, B do PGS. TS. Nguyễn Minh Hiến biên soạn và chương 3 hai tác giả cùng biên soạn.

Các tác giả xin bày tỏ lòng cảm ơn tới : KS. Lê Văn Hải và KS. Nguyễn Đỗ Hùng đã giúp đỡ hoàn thành bản thảo.

Các tác giả rất hoan nghênh những ý kiến đóng góp xây dựng của bạn đọc.

Các tác giả

CHƯƠNG 1 CƠ SỞ LÝ THUYẾT LASER

1.1. ĐỘNG HỌC TRẠNG THÁI KÍCH THÍCH

Nguyên lý làm việc của những máy phát Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) có quan hệ rất mật thiết với tính chất quang của môi trường đặc biệt gọi là môi trường nghịch đảo nồng độ, với khái niệm nồng độ trạng thái hay nồng độ của mức là số hạt đồng thời tồn tại trong một đơn vị thể tích của môi trường ở cùng một trạng thái lượng tử hay năng lượng (xem phụ lục 1). Như ta đã biết, các hạt, nguyên tử, ion hoặc phân tử, của một môi trường bất kỳ có thể tồn tại trong những trạng thái khác nhau, ví dụ nếu khác nhau về cấu trúc của đám mây điện tử, của những nguyên tử và ion thì gọi là trạng thái điện tử, còn nếu khác nhau về đặc tính chuyển động tương đối của những ion trong phân tử thì đó là những trạng thái dao động và trạng thái quay.

Nghiên cứu các đặc tính của trạng thái nguyên tử, ion và phân tử là đối tượng của ngành quang phổ học. Ở đây trên quan điểm về Laser và Maser chúng ta chỉ quan tâm đến năng lượng nội của hạt. Năng lượng này gồm động năng và thế năng của điện tử trong đám mây điện tử của nguyên tử hoặc ion. Còn đối với phân tử thì chúng ta sẽ xét thêm động năng, thế năng và phân bố các ion trong phân tử.

Mỗi trạng thái dừng của hạt sẽ tương ứng với một giá trị năng lượng nhất định và tập hợp những giá trị năng lượng này của một nguyên tử riêng rẽ sẽ được một dãy những giá trị gián đoạn (xem phụ lục 2) và được gọi là giản đồ năng lượng.

Trạng thái ứng với năng lượng cực tiểu gọi là trạng thái ổn định hay trạng thái cơ bản của hạt. Còn những trạng thái ứng với những năng lượng nội của hạt lớn hơn trạng thái cơ bản gọi là trạng thái kích thích. Số hạt tồn tại ở một trạng thái trong một đơn vị thể tích của môi trường gọi là nồng độ của trạng thái.

Nếu trong môi trường vật chất có rất nhiều hạt thì ở trạng thái bình thường hoặc ở trạng thái kích thích đồng thời sẽ tồn tại rất nhiều hạt. Tập hợp tất cả các nồng độ của các trạng thái của môi trường gọi là phân bố nồng độ theo trạng thái và chính phân bố này sẽ đặc trưng cho môi trường. Trong điều kiện bình thường thì hầu như các hạt đều ở trạng thái bình thường và tuân theo phân bố Boltzmann. Muốn tăng nồng độ ở những trạng thái kích thích cần có tác động bên ngoài vào môi trường ví dụ bằng bức xạ, bằng dòng điện, nhiệt lượng v.v.. và nếu môi trường chứa nhiều hạt ở trạng kích thích sẽ gọi là môi trường kích thích.

Có thể có trường hợp, một số trạng thái kích thích lại ứng với cùng một giá trị năng lượng, người ta gọi đó là những trạng thái suy biến. Số trạng thái ứng với cùng một mức năng lượng gọi là độ suy biến hay còn gọi là trọng lượng thống kê của mức và đối với mức thứ i nào đó ta ký hiệu là g_i . Ta sẽ gọi số hạt trong một đơn vị thể tích của môi trường có cùng một giá trị năng lượng là nồng độ của mức và ký hiệu là N_i . Như vậy nồng độ của mức khác với nồng độ của trạng thái. Phần này chúng ta đã khảo sát kỹ trong giáo trình vật lý điện tử.

Các hạt của môi trường thường không tồn tại lâu ở trạng thái kích thích và do những tác động vật lý, các hạt có thể chuyển từ mức năng lượng (trạng thái) này sang mức năng lượng (trạng thái) khác. Ta gọi đó là những dịch chuyển và cứ mỗi dịch chuyển hạt sẽ hấp thụ hoặc bức xạ một lượng tử năng lượng và tuân theo định luật bảo toàn năng lượng.

Năng lượng bức xạ hoặc hấp thụ khi dịch chuyển có thể ở những dạng khác nhau, ví dụ khi nguyên tử chuyển từ trạng thái năng lượng

thấp lên trạng thái năng lượng cao hơn ví dụ do nguyên tử va chạm với điện tử trong phóng điện chất khí, khi đó phần năng lượng nội mà nguyên tử có thêm là do động năng của điện tử bị giảm đi khi va chạm. Còn nếu hạt lại dịch chuyển từ mức năng lượng cao xuống mức năng lượng thấp thì phần năng lượng nội thừa của hạt lại chuyển thành năng lượng nhiệt của hạt tức thành động năng để hạt chuyển động hỗn loạn. Đó là những dịch chuyển không quang học hay dịch chuyển không bức xạ. Chúng ta không quan tâm đến các dịch chuyển này.

Dịch chuyển lên hoặc xuống có thể hấp thụ hoặc bức xạ một lượng tử năng lượng điện từ. Khi đó tần số của lượng tử bức xạ hoặc hấp thụ sẽ được xác định bằng:

$$\omega = \frac{\Delta E}{\hbar} \quad (1-1)$$

trong đó : $\hbar$ - hằng số Planck = $1,05 \cdot 10^{-34}$ Joule.sec và $\hbar = \frac{h}{2\pi}$;

$\Delta E = E_i - E_k$ - hiệu năng lượng của trạng thái đầu và trạng thái cuối.

Đó là những dịch chuyển quang học.

Để tiện mô tả các dịch chuyển quang học chúng ta có thể dùng những ký hiệu sau:

- A - hạt ở trạng thái thường ;
- A* - hạt ở trạng thái kích thích thấp ;
- A** - hạt ở trạng thái kích thích cao hơn ;
- A⁺ - ion dương ;
- e - điện tử chậm ;
- $\bar{e}$ - điện tử nhanh ;

$h\nu = \hbar\omega$ - năng lượng của photon.

Ví dụ mô tả hạt được kích thích do va chạm với điện tử nhanh ta sẽ có đẳng thức:

$$A + \bar{e} = A^* + e \quad (1-2)$$

Để định lượng quá trình dịch chuyển người ta dùng khái niệm vận tốc của quá trình: là số dịch chuyển trong một đơn vị thời gian trong một đơn vị thể tích. Tốc độ đó ký hiệu là M_{ik} thứ nguyên $\text{cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1}$.

Ta sẽ phân biệt vận tốc tích lũy và vận tốc nghèo hóa. Vận tốc tích lũy của mức i nào đó sẽ là $\sum_{k \neq i} M_{ki}$ và vận tốc nghèo hóa của mức i là $\sum_{k \neq i} M_{ik}$, tổng sẽ lấy với mọi mức trừ mức thứ i là chính mức đó.

Để khảo sát sự biến thiên nồng độ của trạng thái chúng ta hãy cân bằng vận tốc của các quá trình tích lũy và nghèo hóa:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{k \neq i} M_{ki} - \sum_{k < i} M_{ik} \quad (1-3)$$

Đó chính là phương trình động học dùng để xác định phân bố nồng độ của hệ.

Vận tốc của quá trình nghèo hóa từ mức i đi các mức k sẽ tỷ lệ với nồng độ của trạng thái i là N_i :

$$M_{ik} = \gamma_{ik} \cdot N_i \quad (1-4)$$

trong đó: γ_{ik} là hệ số tỷ lệ và đặc trưng cho môi trường vật chất.

Hệ số γ_{ik} có thứ nguyên $[\text{sec}^{-1}]$ về giá trị nó là xác suất dịch của chuyển $i \rightarrow k$.

Thay (1-4) vào (1-3) ta có phương trình động học ở trạng thái i :

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{k \neq i} N_k \gamma_{ki} - \sum_{k < i} N_i \gamma_{ik} \quad (1-5)$$

Nếu những quá trình tích lũy của mức i kết thúc, tức chỉ có dịch chuyển đi từ mức i mà không có dịch chuyển về mức i thì nồng độ của

mức i sẽ bắt đầu giảm xuống. Quá trình đó được mô tả bằng phương trình:

$$\frac{dN_i}{dt} = - \sum_{k < i} N_i \gamma_{ik} \quad (1-6)$$

Như vậy nồng độ của mức i sẽ giảm đi theo hàm mũ đối với thời gian.

$$N_i(t) = N_{i0} \exp \left[- \left(\sum_{k < i} \gamma_{ik} \right) t \right] \quad (1-7)$$

Với N_{i0} là nồng độ hạt mức i ban đầu. Tốc độ giảm nồng độ của mức i sẽ phụ thuộc vào tổng xác suất nghèo hóa của mức i và ký hiệu bằng:

$$\gamma_i = \sum_{k < i} \gamma_{ik}$$

Thời gian tồn tại của hạt ở một trạng thái i nào đó gọi là thời gian sống của trạng thái và ký hiệu là τ_i : đó là thời gian mà sau thời gian đó, nồng độ của trạng thái sẽ giảm đi e lần. Như vậy, từ (1-7) ta có thể xác định thời gian sống của trạng thái:

$$\tau_i = \frac{1}{\gamma_i} = \frac{1}{\sum_{k < i} \gamma_{ik}} \quad (1-8)$$

Thời gian sống τ_i của hạt thường vào khoảng từ 10^{-10} sec tới vài giây. Những trạng thái có thời gian sống lớn gọi là trạng thái siêu bền.

Như vậy, trong giản đồ năng lượng của một hệ lượng tử, ngoài giá trị năng lượng, ở mỗi mức năng lượng E_i còn có thể ghi thêm nồng độ hạt N_i và thời gian sống τ_i của mỗi mức năng lượng đó.

1.2. DỊCH CHUYỂN QUANG HỌC

Dịch chuyển quang học là dịch chuyển có kèm theo hấp thụ hoặc bức xạ điện từ. Ngay khi không có tác động nào ở bên ngoài vào hệ thì

hạt cũng chỉ tồn tại ở trạng thái kích thích trong một thời gian rất ngắn nào đó và ở một thời điểm tùy ý nào đó hạt sẽ dịch chuyển xuống trạng thái ứng với mức năng lượng thấp hơn, khi đó hạt sẽ bức xạ ra một lượng tử năng lượng điện từ (photon).

Quá trình đó gọi là bức xạ tự phát, vì cường độ bức xạ không phụ thuộc vào tác động bên ngoài. Dùng những ký hiệu trong 1.1 ta có thể mô tả bức xạ tự phát bằng mô hình:

$$A^{**} \rightarrow A^{*} + (\hbar\omega) \quad (1-9)$$

Vận tốc của quá trình bức xạ tự phát là số dịch chuyển bức xạ tự phát trong một đơn vị thời gian và trong một đơn vị thể tích. Nó phụ thuộc vào nồng độ ban đầu của trạng thái kích thích N_i và:

$$M_{ik}^{tp} = A_{ik} \cdot N_i$$

trong đó : A_{ik} là hệ số tỷ lệ, nhưng lại có ý nghĩa vật lý. Nó chính là xác suất dịch chuyển tự phát và có thứ nguyên $[\text{sec}^{-1}]$. Giá trị của A_{ik} là đặc trưng riêng của dịch chuyển và không phụ thuộc vào bất kỳ điều kiện bên ngoài nào. Nhờ vận tốc của quá trình tự phát ta có thể xác định công suất bức xạ tự phát trong một đơn vị thể tích của môi trường:

$$P_k^{tp} = M_{ik}^{tp} \cdot \hbar\omega_{ik} = A_{ik} \cdot N_i \cdot \hbar\omega_{ik} \quad (1-10)$$

Quá trình quang học thứ hai trong môi trường là quá trình hấp thụ năng lượng. Hạt tương tác với photon có thể sẽ hấp thụ photon và dịch chuyển sang trạng thái ứng với mức năng lượng cao hơn. Quá trình hấp thụ đó được mô tả như sau: $A^{*} + (\hbar\omega) \rightarrow A^{**}$

Năng lượng của photon khi đó phải bằng hiệu hai mức năng lượng của dịch chuyển. Quá trình hấp thụ năng lượng này khác với quá trình bức xạ tự phát không chỉ về năng lượng mà chính ở chỗ nó phụ thuộc vào tác động bên ngoài. Nếu mật độ photon càng lớn thì số hoạt động hấp thụ trong môi trường sẽ xảy ra mạnh hơn, do đó vận tốc của quá

trình sẽ được xác định không chỉ bằng nồng độ của mức thấp N_k mà còn phụ thuộc vào mật độ phổ khối ζ_{ki} của bức xạ ở tần số dịch chuyển, tức là phần năng lượng chứa trong một đơn vị thể tích của chùm bức xạ trong một đơn vị quang phổ :

$$M_{ik}^{ht} = B_{ki} \cdot \zeta_{ki} \cdot N_k$$

Với B_{ki} là hệ số tỷ lệ có thứ nguyên là $[cm^3 \cdot Joule^{-1} \cdot sec^{-2}]$ và đặc trưng riêng cho dịch chuyển đó, còn ζ_{ki} có thứ nguyên là $Joule/cm^3 \cdot Hz = Joule \cdot sec \cdot cm^{-3}$.

Xác suất hấp thụ sẽ được xác định bởi tích số $B_{ki}\zeta_{ki}$. Như vậy, rõ ràng xác suất hấp thụ sẽ phụ thuộc vào mật độ phổ khối của bức xạ ở tần số dịch chuyển.

Công suất hấp thụ của một đơn vị thể tích của môi trường sẽ là:

$$P_{ki}^{ht} = M_{ki} \hbar \omega_{ik} = B_{ki} \cdot \zeta_{ki} \cdot N_k \cdot \hbar \omega_{ik} \quad (1-11)$$

Chúng ta hãy xét một hiệu ứng lượng tử có tính chất quyết định đến việc ra đời của Laser và Maser : Đó là hiệu ứng bức xạ kích thích. Dùng hai quá trình hấp thụ và bức xạ tự phát trên không thể giải thích được những định luật tương tác của bức xạ với môi trường. Năm 1917 Einstein đã dùng chúng để thử chứng minh lại định luật nổi tiếng của Planck về phân bố năng lượng trong dải phổ bức xạ của vật đen lý tưởng. Nhưng kết quả nhận được không phù hợp với định luật Planck, là định luật rất phù hợp với thực nghiệm. Do đó, Einstein đã đưa ra giả thuyết cho rằng: Ngoài hai quá trình hấp thụ và bức xạ tự phát kể trên còn có một quá trình nữa là quá trình bức xạ cảm ứng hay bức xạ kích thích, cuối cùng giả thuyết này đã được thực nghiệm chứng minh và rất phù hợp với thực nghiệm. Giả thuyết đó như sau: khi tương tác của hạt kích thích với photon thì có thể còn có dịch chuyển của hạt xuống trạng thái ứng với mức năng lượng thấp hơn, tức là hạt không chỉ hấp thụ năng lượng để dịch chuyển lên mức năng lượng cao hơn như quan

niệm trước Einstein. Kết quả là ta sẽ có thêm một photon thứ hai nữa ngoài photon sơ cấp. Quá trình đó được mô tả như sau:

$$A^{**} + (\hbar\omega)_1 \rightarrow A^* (\hbar\omega)_1 + (\hbar\omega)_2 \quad (1-12)$$

Năng lượng của photon thứ cấp này $(\hbar\omega)_2$ đúng bằng hiệu năng lượng của trạng thái đầu và trạng thái cuối của dịch chuyển và sự tồn tại về phương diện năng lượng của photon sơ cấp $(\hbar\omega)_1$ là không cần thiết. Ở đây nó chỉ có tác dụng như để cưỡng bức, để kích thích, để cảm ứng quá trình giống như chất xúc tác trong các phản ứng hóa học. Cũng chính do đó mà người ta gọi quá trình đó là quá trình bức xạ cảm ứng hay bức xạ kích thích.

Để định lượng quá trình này chúng ta cũng dùng khái niệm vận tốc của quá trình. Vận tốc quá trình bức xạ cảm ứng phụ thuộc không chỉ vào nồng độ của trạng thái trên mà còn phụ thuộc vào mật độ phổ khối ζ_{ki} của bức xạ kích thích ở tần số dịch chuyển. Đó là năng lượng chứa trong một đơn vị thể tích và trong một đơn vị quăng phổ của dịch chuyển từ $i \rightarrow k$. Mật độ photon kích thích càng lớn thì số photon bức xạ ra càng nhiều và:

$$M_{ik}^{ki} = B_{ik} \zeta_{ik} N_i$$

Trong đó : B_{ik} là hệ số tỷ lệ giống như B_{ki} trong quá trình hấp thụ. Biết được vận tốc của quá trình bức xạ kích thích ta có thể tính được công suất bức xạ kích thích do một đơn vị thể tích của môi trường phát ra:

$$P_{ik}^{ki} = B_{ik} \zeta_{ik} N_i \hbar\omega_{ik} \quad (1-13)$$

Đặc điểm của quá trình bức xạ kích thích là photon phát ra do quá trình này hoàn toàn giống photon sơ cấp cả về tần số, pha, xung lượng và về phân cực v.v...

Trong những nguồn bức xạ truyền thống thông thường thì bức xạ kích thích không đóng vai trò quan trọng, vì cường độ bức xạ của nó

Từ (1-15) và (1-16) rút ra:

$$\frac{\zeta B_{ki}}{A_{ik} + \zeta B_{ik}} = \frac{g_i}{g_k} \exp \left[-\frac{E_i - E_k}{kT} \right]$$

Và cuối cùng ta có:

$$\zeta = \frac{A_{ik}}{B_{ki} \frac{g_k}{g_i} \exp \left[\frac{E_i - E_k}{kT} \right] - B_{ik}} = \frac{A_{ik}}{B_{ki} \frac{g_k}{g_i} \exp \left[\frac{h\nu}{kT} \right] - B_{ik}} \quad (1-17)$$

Từ những điều kiện giới hạn của ζ ta sẽ tìm được ra B_{ki} và B_{ik} .

Khi nhiệt độ $T \rightarrow \infty$ thì mật độ $\zeta \rightarrow \infty$ và:

$$\zeta = \frac{A_{ik}}{B_{ki} \frac{g_k}{g_i} - B_{ik}} = \infty$$

$$\text{Do đó : } B_{ki} \frac{g_k}{g_i} = B_{ik} \quad (1-18)$$

Đó là mối quan hệ thứ nhất của các hệ số Einstein. Nếu hệ không suy biến thì $g_k = g_i$ và do đó $B_{ki} = B_{ik}$ tức là xác suất kích thích nguyên tử từ mức dưới lên mức trên ζB_{ki} bằng xác suất kích thích từ mức trên xuống mức dưới ζB_{ik} . Thay (1-18) vào (1-17) ta có:

$$\zeta = \frac{A_{ki}}{B_{ki} \frac{g_k}{g_i} \left[\exp \left(\frac{h\nu}{kT} \right) - 1 \right]} \quad (1-19)$$

Như vậy bằng mô hình lượng tử của mình, sau khi đưa vào hiệu ứng bức xạ kích thích, Einstein đã tìm lại được định luật Planck quen thuộc. Theo định luật Planck thì:

$$\zeta_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp \left(\frac{h\nu}{kT} \right) - 1} \quad (1-20)$$

Từ (1-19) và (1-20) ta có thể rút ra được mối quan hệ thứ hai của các hệ số Einstein. Đó là:

$$B_{ki} = \frac{A_{ik} c^3 g_i}{8\pi h \nu^3 g_k} \quad \text{hay} \quad B_{ik} = \frac{A_{ik} c^3}{8\pi h \nu^3} \quad (1-21)$$

Như vậy khi biết được hệ số A_{ik} ta có thể tính được những hệ số Einstein còn lại B_{ki} và B_{ik} .

1.3. ĐỘ RỘNG VÀ ĐƯỜNG BAO CỦA VẠCH PHỔ

Các mức năng lượng của hạt ngay khi không có tác động bên ngoài nào vào hệ thì các mức cũng có độ rộng nhất định. Độ rộng của mức năng lượng E_i có thể xác định bằng nguyên lý bất định Heisenberg và sẽ phụ thuộc vào thời gian sống của hạt ở trạng thái đó, tức là :

$$\Delta E_i \cdot \tau_i \geq h.$$

Thời gian sống của trạng thái được xác định bằng tổng xác suất của những dịch chuyển tự phát xuống trạng thái thấp k , tức xác suất nghèo hóa của mức i :

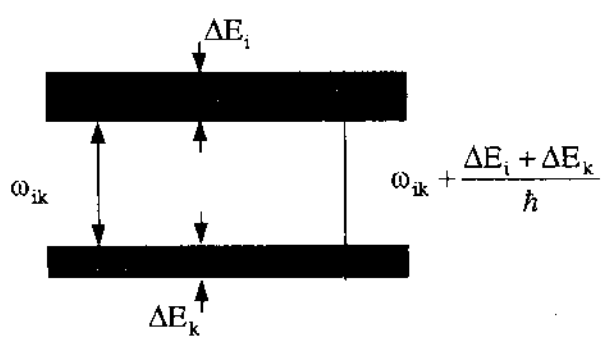
$$\Delta E_i = \frac{h}{\tau_i} = h \sum_{i>k} \gamma_{ik} \quad (1-22)$$

Như vậy, độ rộng của mức năng lượng sẽ càng lớn nếu tuổi thọ của trạng thái càng nhỏ. Những mức siêu bền có $\tau_i \approx 2 \div 3$ sec nên sẽ có độ rộng nhỏ. Trạng thái cơ bản của nguyên tử có tuổi thọ rất lớn, nên độ rộng của mức sẽ rất nhỏ, còn những mức kích thích thông thường có $\tau = 10^{-8} \div 10^{-9}$ sec, nên độ rộng ΔE sẽ khá lớn. Như vậy, chính do có sự nhòe hóa mức năng lượng, mà ngay đối với những nguyên tử không bị kích thích, những vạch phổ bức xạ và hấp thụ của chúng cũng có độ rộng nhất định.

Trên hình 1.1 ta thấy độ không xác định về tần số giữa 2 mức năng lượng bị nhòe hóa được xác định bởi độ rộng của các mức năng lượng và:

$$\Delta\omega_{ki} = \frac{1}{\hbar}(\Delta E_i + \Delta E_k) \quad (1-23)$$

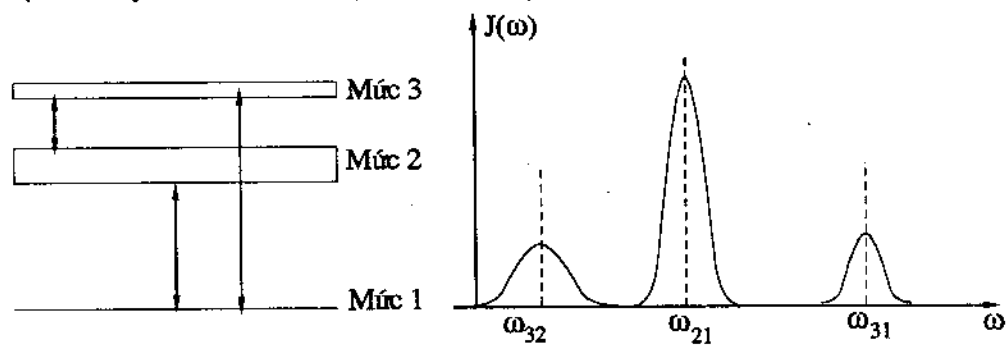
Độ rộng vạch phổ của nguyên tử riêng rẽ và không bị kích thích gọi là độ rộng tự nhiên của vạch phổ.



Hình 1.1. Sự bất định tần số bức xạ.

Dựa vào đồ thị năng lượng của hệ, ta có thể xác định một cách định tính cường độ và độ rộng của vạch phổ. Ví dụ trên hình 1.2, giả sử có 3 trạng thái của nguyên tử. Mức ứng với trạng thái cơ bản nên có độ rộng $\Delta E_1 = 0$. Giả sử xác suất dịch chuyển $2 \rightarrow 1$ rất lớn ($\gamma_{21} \gg$), khi đó tuổi thọ của mức 2 là $\tau_2 = \frac{1}{\gamma_{21}}$ rất nhỏ, do đó ΔE_2 sẽ rất rộng. Còn mức

3 lại có ΔE_3 rất nhỏ. Khi đó phổ của sơ đồ 3 mức đó sẽ gồm có 3 vạch với tần số ω_{32} , ω_{21} và ω_{31} . Vạch 2-1 có cường độ lớn nhất vì xác suất dịch chuyển 2-1 lớn. Vạch 2-1 cũng khá rộng vì độ nghèo hóa của



Hình 1.2. Phổ bức xạ.

mức 2 lớn. Cường độ của 2 vạch 3-2 và 3-1 cũng nhỏ vì xác suất dịch chuyển của chúng nhỏ, nhưng độ rộng vạch bức xạ của chúng lại khác nhau. Độ nghèo hóa tổng hợp của những mức 2 và mức 3 lớn hơn nhiều so với mức 3 và mức 1.

Đường bao của vạch phổ tự nhiên có thể xác định bằng phương pháp cơ học lượng tử, nhưng kết quả cũng trùng với kết quả khi khảo sát một dao hoà tử cổ điển nhưng tính toán đơn giản hơn rất nhiều. Có thể dùng một lưỡng cực điều hoà biên độ suy giảm theo hàm mũ để thay thế cho dịch chuyển lượng tử, tức là:

$$f(t) = \begin{cases} Ae^{-\alpha t} \cdot \cos(\omega_0 t) & \text{khi } 0 \leq t \leq \infty \\ 0 & \text{khi } -\infty \leq t \leq 0 \end{cases} \quad (1-24)$$

Áp dụng cặp biến đổi Fourier ta có:

$$g'(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{+\infty} Ae^{-\alpha t} \cdot e^{j\omega t} dt = \frac{-A}{\sqrt{2\pi}(j\omega - \alpha)}$$

Nhưng $g(\omega) = \frac{1}{2}g'(\omega + \omega_0) + \frac{1}{2}g'(\omega - \omega_0)$ nên :

$$g(\omega) = \frac{-A}{2\sqrt{2\pi}(j\omega - \alpha)}$$

Cường độ phổ sẽ được xác định bởi:

$$J(\omega) = \frac{2}{\pi} g(\omega) \cdot g^*(\omega) = J_0 \frac{\alpha^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \alpha^2} \quad (1-25)$$

trong đó : $g^*(\omega)$ là liên hợp phức của $g(\omega)$;

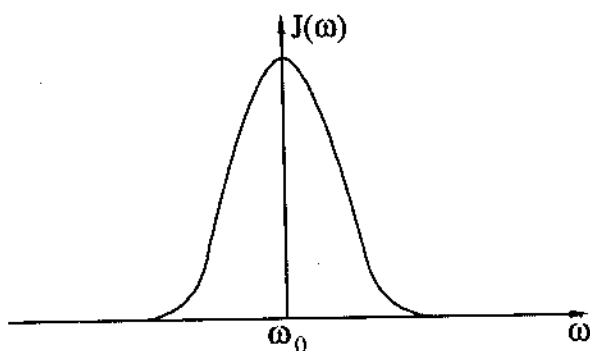
J_0 là cường độ ở trung tâm vạch phổ ;

ω_0 là tần số dao động của lưỡng cực.

Biểu thức (1-25) có đường biểu diễn là đường cong cộng hưởng đối xứng có cường độ cực đại ở ω_0 . Độ rộng của vạch là khoảng tần số

$\Delta\omega_L$ trong giới hạn đó cường độ lớn hơn nửa cường độ cực đại, như vậy $\Delta\omega_L = 2\alpha$.

Nếu khảo sát vấn đề này bằng phương pháp cơ học lượng tử ta cũng được kết quả tương tự và độ rộng của vạch phổ thì được xác định bằng biểu thức (1-23). Dạng đường bao đó gọi là dạng tự nhiên hay dạng Lorentz (xem hình 1.3). Trong thực tế, những vạch phổ thường rộng hơn rất nhiều so với vạch phổ tự nhiên, vì còn có nhiều tác động làm mở rộng vạch phổ mà khi tính toán trên kia ta chưa xét đến.



Hình 1.3. Đường bao Lorentz.

Trước hết phải kể đến tương tác của các hạt với nhau, và đây là nguyên nhân rất quan trọng. Chính tương tác giữa các hạt (trừ trường hợp khí hiếm) sẽ quyết định độ rộng thực của vạch phổ. Ví dụ trong trường hợp đơn giản nhất, tương tác của các hạt sẽ làm giảm tuổi thọ hạt. Dạng của vạch phổ khi đó sẽ giữ nguyên như vạch phổ tự nhiên nhưng độ rộng thì tăng lên do tuổi thọ giảm... Do đó, người ta gọi mở rộng này là mở rộng đồng nhất. Ngoài ra còn phải kể đến mở rộng do hiệu ứng Doppler, loại mở rộng này chủ yếu ở môi trường khí loãng hay trong chân không. Ta đã biết, các hạt khí không khi nào đứng im, chúng luôn luôn chuyển động hỗn loạn mà trong môi trường Laser thì những hạt đó lại là những nguồn bức xạ. Như vậy, vấn đề đặt ra là phải xét ảnh hưởng chuyển động của nguồn bức xạ tới tần số phát. Nếu bức xạ do máy phát di động phát ra sẽ được thu bằng một máy thu cố định

thì tần số sẽ phụ thuộc vào vận tốc và chiều chuyển động của máy phát. Hiện tượng Doppler này có thể mô tả bằng sơ đồ đơn giản trên hình 1.4.

Giả sử máy phát đặt tại A, máy thu đặt tại B và chúng cách nhau một khoảng L. Nếu máy phát không di động và phát ra tín hiệu chuẩn đơn sắc có tần số ω (chu kỳ τ), thì bất cứ giá trị pha nào của tín hiệu do máy phát phát ra cũng được máy thu thu lại sau một thời gian giống nhau: $\Delta t = L/C$. Trong đó C là vận tốc ánh sáng trong môi trường. Do đó tần số của tín hiệu mà máy thu thu được đúng bằng tần số của máy phát phát ra. Nếu bây giờ máy phát lại chuyển động tương đối đối với máy thu với vận tốc v thì sau chu kỳ τ khoảng cách giữa máy thu và máy phát đã thay đổi đi một đoạn $v\tau \cos\theta$. Trong đó θ là góc giữa phương chuyển động của máy phát với trục nối giữa máy phát và máy thu. Giả sử pha $\varphi = 0$ của tín hiệu do máy phát phát ra lúc $t = 0$ và tại điểm A, thì máy thu sẽ thu được $\varphi = 0$, tại thời điểm $t_1 = L/C$. Còn pha $\varphi = 2\pi$ thì máy phát phát ra lúc $t_2 = \tau$ (tại điểm A') nhưng máy thu lại thu được pha đó vào t_3 và:

$$t_3 = t_2 + \Delta t' = \tau + \frac{L'}{C}$$

trong đó: $L' = L - v\tau \cos\theta$;

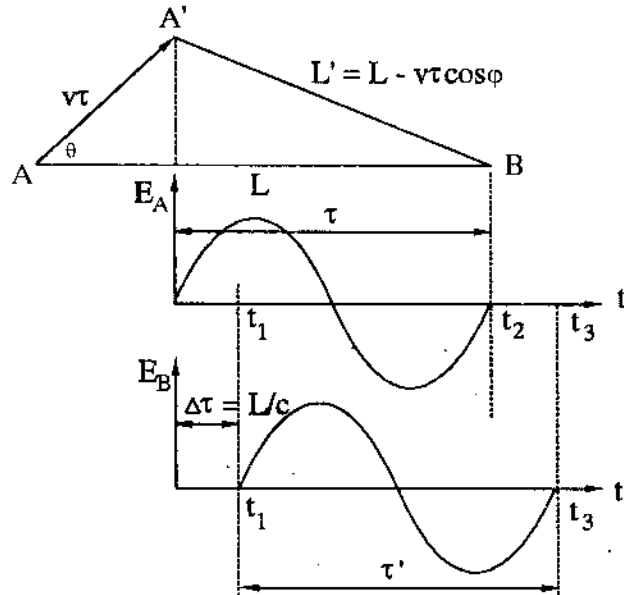
$$\text{do đó: } t_3 = \tau + \frac{1}{C}(L - v\tau \cos\theta) \quad (1-26)$$

Như vậy, chu kỳ của tín hiệu mà máy thu thu được sẽ không phải là τ mà là τ' với:

$$\begin{aligned} \tau' &= t_3 - t_1 = \tau + \frac{1}{C}(L - v\tau \cos\theta) - \frac{L}{C} \\ \tau' &= \tau \left(1 - \frac{v}{C} \cos\theta\right) \end{aligned} \quad (1-27)$$

và tần số tương ứng là:

$$\omega' \cong \frac{2\pi}{\tau'} \approx \omega(1 + \frac{v}{c} \cos \theta) \quad (1-28)$$



Hình 1.4. Hiệu ứng Doppler.

1.3.1. PHÓNG ĐIỆN TRONG MÔI TRƯỜNG KHÍ

Trong phóng điện chất khí, các máy phát chính là những nguyên tử hoặc phân tử khí và chúng luôn luôn chuyển động hỗn loạn với những vận tốc khác nhau. Năng lượng trung bình của hạt bằng KT , với T là nhiệt độ chất khí và K là hằng số Boltzmann. Phân bố hạt theo vận tốc của các hạt khí đã được mô tả bằng phân bố Maxwell. Phân bố đó được mô tả như sau: số hạt có cùng khối lượng M , có thành phần vận tốc theo hướng z và biến đổi trong phạm vi $v_z \div v_z + dv_z$, sẽ được phân bố theo hàm:

$$dn = C \left[\exp \left(-\frac{Mv^2}{2kT} \right) \right] dv_z \quad (1-29)$$

Với C là hằng số.

Do đó, bức xạ đơn sắc bất kỳ của hệ đều được biểu diễn bằng một vạch phổ có độ rộng nhất định. Vạch Doppler là vạch có độ rộng và đường bao được xác định bằng hiệu ứng Doppler.

Sự mở rộng đó gọi là mở rộng không đồng nhất. Đường bao của vạch Doppler được biểu diễn như sau:

$$J(\omega) = J_0 \exp \left[-\left(\frac{MC^2}{2KT} \right) \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right)^2 \right] \quad (1-30)$$

Từ (1-30) suy ra: độ rộng của vạch phổ Doppler sẽ phụ thuộc vào nhiệt độ khí, vào khối lượng M của hạt.

$$\Delta\omega_D = \frac{2\omega_0}{C} \sqrt{\frac{2KT(\ln^2)}{M}} \quad (1-31)$$

Nếu thay những giá trị của các hệ số vào (1-31) ta sẽ có:

$$\Delta\lambda_0 = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}}$$

T - nhiệt độ tuyệt đối, còn λ_0 tính theo Å⁰.

Như vậy, để tăng độ đơn sắc của bức xạ, cần giảm nhiệt độ của môi trường khí. Điều này có ý nghĩa rất lớn trong kỹ thuật.

1.3.2. BIỂU DIỄN NHỮNG HỆ SỐ EINSTEIN DƯỚI DẠNG PHỔ

Ở trên chúng ta đã biết: công suất hấp thụ hoặc bức xạ trong toàn bộ quang phổ của dịch chuyển phụ thuộc vào các hệ số: A_{ik}, B_{ik}, B_{ki} , do đó những hệ số đó gọi là hệ số Einstein dạng tích phân. Khi cần xét phân bố công suất bức xạ và hấp thụ theo tần số thì người ta lại biểu diễn những hệ số đó dưới dạng phổ và ký hiệu là a_{ik}, b_{ki}, b_{ik} . Những hệ số này là hàm của tần số và chính chúng sẽ ảnh hưởng quyết định tới mật độ công suất của bức xạ:

$$\begin{cases} dp_{ik}^{tp} = a_{ik}(\omega) N_i \hbar \omega_{ik} \\ dp_{ik}^{kt} = b_{ik}(\omega) \zeta_i N_i \hbar \omega_{ik} \\ dp_{ki}^{ht} = b_{ki}(\omega) \zeta_k N_k \hbar \omega_{ik} \end{cases} \quad (1-32)$$

Để thiết lập mối quan hệ giữa các hệ số Einstein dạng tích phân và dạng phổ, chúng ta hãy so sánh:

$$P_{ik}^{\Psi} = A_{ik} N_i \hbar \omega_{ik} \quad \text{và} \quad \frac{dP_{ik}^{\Psi}}{d\omega} = a_{ik}(\omega) N_i \hbar \omega_{ik}$$

Từ đó rút ra:

$$A_{ik} = \int_0^{\infty} a_{ik}(\omega) d\omega \quad (1-33)$$

Cũng tương tự ta sẽ có:

$$B_{jk} = \int_0^{\infty} b_{jk}(\omega) d\omega \quad (1-34)$$

$$B_{ki} = \int_0^{\infty} b_{ki}(\omega) d\omega \quad (1-35)$$

Những hệ số a_{ik}, b_{ki}, b_{ik} cũng mang ý nghĩa vật lý rõ nét. Chúng chính là xác suất bức xạ hay hấp thụ trong một đơn vị thời gian và trong một quãng tần số đơn vị. Sự phụ thuộc vào tần số của cả 3 hệ số Einstein giống nhau hoàn toàn vì đó chính là đường bao của vạch phổ ứng với dịch chuyển đó. Do đó, ta có thể viết:

$$\left. \begin{aligned} a_{ik} &= a_{ik}^0 \cdot \varphi(\omega) \\ b_{ik} &= b_{ik}^0 \cdot \varphi(\omega) \\ b_{ki} &= b_{ki}^0 \cdot \varphi(\omega) \end{aligned} \right\} \quad (1-36)$$

trong đó : $\varphi(\omega)$ là hàm đã được chuẩn hóa và $\varphi(\omega)$ sẽ xác định đường bao của vạch phổ ứng với dịch chuyển.

Dựa vào công thức (1-25) và (1-30) ta sẽ xác định được đường bao của vạch phổ Lorentz và Doppler:

$$\varphi_L(\omega) = \frac{1}{1 + \left(2 \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_L}\right)^2} \quad (1-37a)$$

$$\varphi_D(\omega) = \exp \left\{ - \left[\frac{2\sqrt{\ln 2}(\omega - \omega_0)}{\Delta\omega_D} \right]^2 \right\} \quad (1-37b)$$

trong đó : ω_0 là tần số ở trung tâm vạch phổ còn $\Delta\omega_L$ và $\Delta\omega_D$ là độ rộng của vạch phổ Lorentz và Doppler.

1.4. TƯƠNG TÁC CỦA BỨC XẠ VỚI MÔI TRƯỜNG NGHỊCH ĐẢO

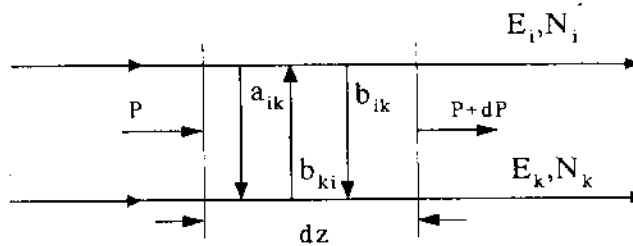
Để xây dựng những định luật tổng quát về tương tác giữa bức xạ với môi trường nghịch đảo nhằm nghiên cứu nguyên lý làm việc của Laser, chúng ta dùng một mô hình sau đây : Cho một chùm tia có dải phổ rất hẹp $\delta\omega \ll \Delta\omega$, chiếu vào một lớp cực kỳ mỏng của môi trường kích thích, trong đó các hạt của môi trường có thể tồn tại ở những trạng thái năng lượng khác nhau. Trong số những trạng thái đó ta chú ý tới 2 trạng thái: trạng thái trên i và trạng thái dưới k . Mỗi trạng thái được đặc trưng bằng năng lượng E_i, E_k , nồng độ của các trạng thái là N_i, N_k , vận tốc dịch chuyển là M và xác suất nghèo hóa là γ_{ik} . Dịch chuyển giữa các mức $i \leftrightarrow k$ được đặc trưng bằng các hệ số Einstein A_{ik}, B_{ik}, B_{ki} đường bao của vạch phổ $\varphi(\omega)$ và tần số trung tâm vạch phổ ω_0 .

Giả sử có một chùm tia có dải tần rất hẹp từ ω tới $\omega + \delta\omega$ chiếu vào mặt của môi trường. Ta gọi mật độ phổ mặt của chùm tia là $\varepsilon(\omega)$. Góc mở của chùm tia rất nhỏ để có thể bỏ qua sự biến thiên theo bề mặt thiết diện. Chúng ta hãy tách ra từ trong chùm tia một ống ánh

sáng có tiết diện rất nhỏ σ để có thể biểu diễn công suất của chùm tia qua mật độ công suất mặt của nó và ký hiệu bằng E với $E = \frac{P}{\sigma} = \text{const}$ trên toàn tiết diện của ống. Trong đó mật độ công suất mặt E được xác định bởi:

$$E = \int_0^{\infty} \varepsilon(\omega) d\omega \approx \varepsilon(\omega) \cdot \delta\omega = \text{const} \quad (1-38)$$

Với $\varepsilon(\omega)$ được gọi là mật độ phổ mặt của chùm tia.



Hình 1.5. Quá trình thay đổi công suất bức xạ.

Khi chùm tia đi qua lớp dz đó thì công suất của chùm tia sẽ biến đổi do tương tác giữa bức xạ với môi trường. Để đơn giản, chúng ta hãy chỉ xét những quá trình quang học cơ bản giữa hai trạng thái i và k , tức là chỉ xét những quá trình bức xạ tự phát, bức xạ kích thích và hấp thụ.

Bức xạ tự phát sẽ làm cho công suất của chùm tia tăng lên một giá trị :

$$dP^{\text{tp}} = \mu a_{ik} N_i \hbar \omega_{ik} \delta\omega \sigma \cdot dz \quad (1-39)$$

trong đó : μ chỉ phần bức xạ tự phát lọt vào khẩu độ của chùm tia.

Phần công suất tăng lên do bức xạ kích thích là:

$$dP^{\text{kt}} = b_{ik} \zeta N_i \hbar \omega_{ik} \delta\omega \cdot \sigma \cdot dz \quad (1-40)$$

Với ζ là mật độ phổ khối của năng lượng bức xạ.

Phần công suất bị giảm đi do bị môi trường hấp thụ là:

$$dP^{ht} = b_{ki} \zeta N_k \hbar \omega_{ik} \delta \omega \sigma . dz \quad (1-41)$$

Phần mật độ công suất mặt chùm tia sau khi đi qua lớp dz tăng lên là:

$$dE = \frac{dP}{\sigma} = [\mu a_{ik} N_i + b_{ik} \zeta N_i - b_{ki} \zeta N_k] \hbar \omega_{ik} \delta \omega dz \quad (1-42)$$

$$\text{với } dP = dP^{tp} + dP^{kt} - dP^{ht}$$

Số hạng đầu của biểu thức (1-42) ứng với thành phần bức xạ tự phát. Thành phần này không phụ thuộc vào cường độ của chùm tia và nó tồn tại ngay cả khi không có chùm tia tác dụng vào môi trường, nên ta sẽ coi nó như nền nhiễu của cả quá trình khuếch đại hoặc suy giảm của tín hiệu qua lớp dz đó. Khi đó, chúng ta có thể bỏ qua số hạng thuộc bức xạ tự phát. Có nghĩa là chúng ta sẽ khảo sát sự biến thiên của bức xạ kết hợp trên nền bức xạ tự phát.

Đặt vấn đề như vậy thì từ (1-42) ta có thể viết:

$$dE = (b_{ik} N_i - b_{ki} N_k) \zeta . \hbar \omega_{ik} \delta \omega . dz \quad (1-43)$$

Từ (1-43) suy ra rằng: sự biến thiên của mật độ công suất ánh sáng sẽ phụ thuộc vào mật độ năng lượng phổ khối của chùm tia.

Nếu năng lượng của chùm tia được truyền một cách định hướng thì mật độ năng lượng phổ khối của chùm tia ζ và mật độ phổ mặt ε của công suất bức xạ sẽ được biểu diễn bằng quan hệ sau:

$$\varepsilon(\omega) = C \zeta(\omega) \quad (1-44)$$

trong đó : C là vận tốc của bức xạ trong môi trường.

Quan hệ vật lý này giống như công thức $j = \zeta v$ mà chúng ta đã quen dùng khi khảo sát mật độ dòng điện trong các dụng cụ điện tử, bán dẫn.

Dựa vào quan hệ đó, biểu thức (1-43) có thể viết lại như sau:

$$dE = (b_{ik}N_i - b_{ki}N_k) \frac{1}{C} \varepsilon(\omega) \hbar \omega_{ik} \delta\omega dz \quad (1-45)$$

Mặt khác có thể viết:

$$dE = d\varepsilon(\omega) \cdot \delta\omega = (b_{ik}N_i - b_{ki}N_k) \frac{1}{C} \varepsilon(\omega) \hbar \omega_{ik} \delta\omega dz \quad (1-46)$$

$$\text{Vì } E \approx \varepsilon(\omega) \cdot \delta\omega$$

Nếu đơn giản cả 2 vế với $\delta\omega$ và ký hiệu:

$$K(\omega) = (b_{ik}N_i - b_{ki}N_k) \frac{\hbar \omega_{ik}}{C}$$

Khi đó định luật biến đổi mật độ phổ mật của chùm tia qua môi trường sẽ có dạng:

$$d\varepsilon(\omega) = K(\omega) \varepsilon(\omega) dz \quad (1-47)$$

Đó chính là định luật Buerger dưới dạng vi phân và hệ số $K(\omega)$ được gọi là hệ số Buerger. Hệ số $K(\omega)$ có ý nghĩa vật lý rõ rệt. Nó đặc trưng cho sự biến đổi tương đối cường độ của tia Laser khi đi qua một chiều dày đơn vị của môi trường.

Từ biểu thức trên, ta thấy hệ số $K(\omega)$ có thể dương hoặc âm, do đó người ta còn cho nó một tên vật lý là hệ số khuếch đại hoặc hệ số suy giảm của môi trường, tức là tùy thuộc vào dấu của nó mà môi trường sẽ khuếch đại hoặc làm suy giảm bức xạ.

Nếu biểu diễn quan hệ b_{ik} và b_{ki} theo:

$$g_i b_{ik} = g_k b_{ki}$$

Ta sẽ có:

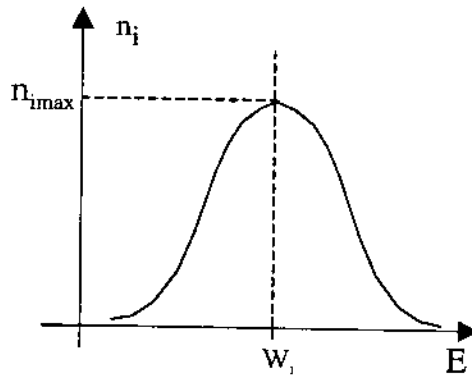
$$K(\omega) = (b_{ik}N_i - \frac{g_i}{g_k} N_k) \frac{\hbar \omega_{ik}}{C} \quad (1-48)$$

Trên đây ta mới xét trường hợp các mức E_i và E_k đều không có độ rộng. Thực tế các mức đều có độ rộng và để đơn giản biểu thức ta coi độ rộng của các mức đó bằng nhau:

$$\Delta E_i = \Delta E_k = \Delta E$$

Khi đó, phân bố hạt theo năng lượng trên các mức sẽ có dạng:

$$N_i = \int n_i dE \text{ và } N_k = \int n_k dE$$



Hình 1.6. Phân bố hạt.

Dựa vào định luật quang phổ nguyên tử, ta có phân bố hạt theo năng lượng tại mức thứ i là:

$$n_i = \frac{N_i \Delta E}{2\pi \left[(E - E_i)^2 - (\Delta E / 2)^2 \right]}$$

và được biểu diễn trên hình 1.6 với :

$$n_{i \max} = \frac{2N_i}{\pi \Delta E}$$

Trong nhiều trường hợp người ta thay N_i bằng $n_{i \max}$ khi đó :

$$K(\omega) = b_{ik} \left(N_i - \frac{g_i}{g_k} N_k \right) \frac{2}{\pi \Delta E} \cdot \frac{\hbar \omega}{c} \quad (1-49)$$

Như vậy, rõ ràng dấu của $K(\omega)$ sẽ phụ thuộc vào hiệu $(N_i - \frac{g_i}{g_k} N_k)$, vì tất cả các tham số khác trong biểu thức đều có dấu

đương. Cả hai dấu âm và dương của $K(\omega)$ đều có ý nghĩa vật lý. Nhà bác học Liên Xô Fabricant, giáo sư trường Đại học Năng lượng Moskva, lần đầu tiên trên thế giới (1940) đã tìm ra điều đó.

Trong những điều kiện thường, theo luật phân bố Boltzmann, ở tất cả các môi trường, nồng độ của các trạng thái đều giảm khi năng lượng tăng. Do đó ta luôn có:

$(N_i < \frac{g_i}{g_k} N_k)$. Tức là trong các môi trường bình thường hệ số $K(\omega)$ đều âm và (1-47) được viết dưới dạng:

$$d\varepsilon(\omega) = - |K(\omega)| \varepsilon(\omega) dz \quad (1-50)$$

trong đó $|K(\omega)|$ chỉ độ suy giảm. Nếu tích phân phương trình (1-50) theo chiều dài L của môi trường ta sẽ có:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon(\omega_0) \exp(-|K(\omega)| L) \quad (1-51)$$

Định luật Buerger này rất phù hợp với thực nghiệm.

Nếu môi trường có nghịch đảo nồng độ, tức nồng độ của mức trên lại lớn hơn nồng độ của mức dưới thì $(N_i > \frac{g_i}{g_k} N_k)$ và $K(\omega) > 0$. Khi đó, môi trường sẽ khuếch đại bức xạ ở tần số dịch chuyển. Môi trường như vậy gọi là môi trường nghịch đảo nồng độ. Người ta còn quen gọi đó là môi trường có nhiệt độ âm, bởi vì theo phân bố Boltzmann thì:

$$\frac{N_i}{N_k} = \exp\left(-\frac{E_i - E_k}{kT}\right) \quad \text{với } k = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$$

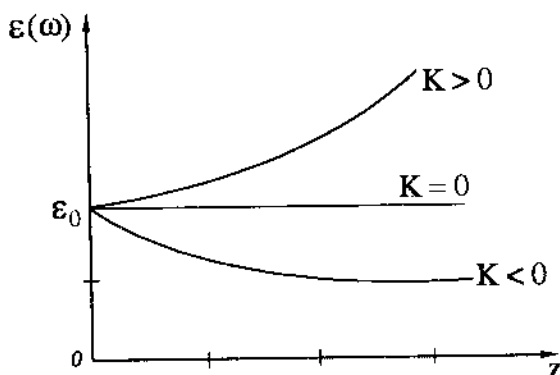
$$\text{vậy} \quad \ln \frac{N_i}{N_k} = -\frac{E_i - E_k}{kT} \quad \text{và} \quad T = -\frac{E_i - E_k}{k \ln \frac{N_i}{N_k}}$$

Môi trường nghịch đảo có $N_i > N_k$ nên $\ln\left(\frac{N_i}{N_k}\right) > 0$ và do đó $T < 0$.

Định luật Buerger đối với môi trường nghịch đảo có dạng:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon(\omega_0) \exp(|K(\omega)|L) \quad (1-52)$$

Những biểu thức (1-50) và (1-52) được biểu diễn trên hình 1.7.



Hình 1.7. Sự phụ thuộc của $\varepsilon(\omega)$ vào K và z .

Như vậy rõ ràng hệ số Buerger sẽ ảnh hưởng quyết định đến chất lượng của các máy phát Laser, và đó cũng chính là nguyên lý phát Laser và nguyên lý khuếch đại Maser.

Bây giờ chúng ta hãy khảo sát sự phụ thuộc của $K(\omega)$ vào các tham số dịch chuyển :

Từ biểu thức (1- 48) ta thấy hệ số khuếch đại $K(\omega)$ là hàm của tần số vì vế phải có chứa hệ số Einstein b_{ik} , tức là $b_{ik} = b_{ik}^0 \varphi(\omega)$. Hàm b_{ik} có cùng dạng với hàm $\varphi(\omega)$ là dạng đường bao của vạch phổ ứng với dịch chuyển. Do đó hàm $K(\omega)$ cũng có thể viết dưới dạng:

$$K(\omega) = K(\omega_0) \cdot \varphi(\omega) \quad (1-53)$$

trong đó : $K(\omega_0)$ là giá trị của hàm $K(\omega)$ tại trung tâm vạch phổ.

Nếu tích phân cả 2 vế của biểu thức trong cả dải tần ta có:

$$\int_{\omega} K(\omega) d\omega = (N_i - \frac{g_i}{g_k} N_k) \frac{\hbar \omega_{ik}}{C} \int_{\omega} b_{ik} d\omega \quad (1-54)$$

Nhưng:

$$\int b_{ik} d\omega = B_{ik} \quad \text{v} \quad A_{ik} = \frac{2\hbar\omega_{ik}^3}{\pi c^3} B_{ik}$$

$$\text{Do đó: } \int_{\omega} K(\omega) d\omega = \frac{\pi C^2 A_{ik}}{2\omega_{ik}^2} \left(N_i - \frac{g_i}{g_k} N_k \right) \quad (1-55)$$

Vế phải của biểu thức (1-55) chỉ chứa những hằng số dịch chuyển như $A_{ik}, N_i, N_k, g_i, g_k \dots$ cho nên có thể thay vế đó bằng một hằng số ký hiệu là L_{ik} với:

$$I_{ik} = \frac{\pi C^2 A_{ik}}{2\omega_{ik}^2} (N_i - \frac{g_i}{g_k} N_k) \quad (1-56)$$

Nếu biết được dạng của đường bao vạch phổ $\varphi(\omega)$ thì có thể xác định được giá trị của hệ số khuếch đại $K(\omega)$ ở tần số bất kỳ vì:

$$\int_{\omega} K(\omega) d\omega = I_{ik} = \int_{\omega} K(\omega_0) \varphi(\omega) d\omega; K(\omega_0) = \frac{I_{ik}}{\int_{\omega} \varphi(\omega) d\omega}$$

$$\text{v} \hat{a} \quad K(\omega) = \frac{I_k \varphi(\omega)}{\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\omega) d\omega} \quad (1-57)$$

Ta hãy xác định hệ số $K(\omega)$ cho 2 trường hợp quan trọng nhất trong thực tế là trường hợp mở rộng đồng nhất và không đồng nhất.

Đối với trường hợp mở rộng đồng nhất : tức mở rộng do tương tác giữa các hạt còn gọi là mở rộng Lorentz thì hàm $\varphi_L(\omega)$ có dạng:

$$\varphi_L(\omega) = \frac{1}{1 + \left(2 \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_L} \right)^2}$$

Do đó, hệ số khuếch đại sẽ là: $K(\omega) = \frac{I_{ik}\varphi_L(\omega)}{\int_{\omega} \varphi_L(\omega)d\omega}$

Để tính được $K(\omega)$ cho mở rộng Lorentz cần tính tích phân:

$$\int_{\omega} \varphi_L(\omega)d\omega = 2 \int_{\omega_0}^{\infty} \varphi_L(\omega)d\omega = 2 \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{1}{1 + \left(2 \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_L}\right)^2} d\omega$$

Muốn vậy hãy đặt $u = 2 \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_L}$ khi đó $du = \frac{2}{\Delta\omega_L} d\omega$ và đổi cận

tích phân. Ta sẽ có:

$$\int_{\omega} \varphi_L(\omega)d\omega = \Delta\omega_L \int_0^{\infty} \frac{1}{1 + u^2} dv = \Delta\omega_L \cdot \arctg v \Big|_0^{\infty} = \frac{\pi\Delta\omega_L}{2}$$

Và cuối cùng:

$$K_L(\omega) = \frac{2I_{ik}}{\pi\Delta\omega_L} \varphi_L(\omega) = \frac{2I_{ik}}{\pi\Delta\omega_L} \cdot \frac{1}{1 + \left(2 \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_L}\right)^2} \quad (1-58)$$

Đối với trường hợp mở rộng Doppler, thì hàm $\varphi(\omega)$ lại được thay bằng biểu thức (1-37), tức là:

$$\varphi_D(\omega) = \exp \left\{ - \left[\frac{2\sqrt{\ln 2}(\omega - \omega_0)}{\Delta\omega_D} \right]^2 \right\}$$

Để tính tích phân $\int_{\omega} \varphi_D(\omega)d\omega$, ta đặt $A = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta\omega_D}$

Và áp dụng công thức :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}$$

Khi đó:
$$\frac{1}{A} \int_0^{\infty} e^{-\left[A(\omega - \omega_0)\right]^2} d\omega = \frac{\Delta\omega_D \sqrt{\pi}}{4\sqrt{\ln 2}}$$

Cuối cùng hệ số khuếch đại của môi trường do mở rộng Doppler sẽ là:

$$K_D(\omega) = \frac{I_{ik} \cdot 4\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta\omega_D} \exp \left\{ - \left[\frac{2\sqrt{\ln 2}(\omega - \omega_0)}{\Delta\omega_D} \right]^2 \right\} \quad (1-59)$$

Khả năng khuếch đại của môi trường nghịch đảo nồng độ ứng với tần số dịch chuyển là cơ sở để nghiên cứu chế tạo những máy phát Laser, và những máy khuếch đại lượng tử Maser. Nhưng cần chú ý rằng $K(\omega)$ là hệ số khuếch đại của môi trường, còn hệ số khuếch đại của máy khuếch đại lượng tử thì cũng được định nghĩa như những máy khuếch đại thông thường, đó là tỷ số giữa công suất ra và công suất

vào:
$$G = \frac{P_{ra}}{P_v}$$

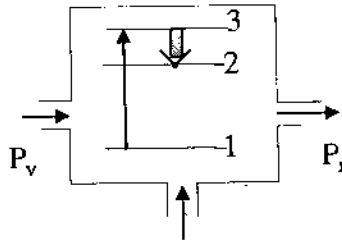
Nếu hệ số khuếch đại quá lớn người ta thường biểu diễn bằng:

$$G = 10 \log \left(\frac{P_{ra}}{P_v} \right) [dB] \quad (1-60)$$

Nếu tín hiệu được khuếch đại lên 2 lần thì $G=3dB$; 10 lần thì $G=10dB$ và 100 lần thì $G=20dB$ v.v

1.5. NGUYÊN LÝ HOẠT ĐỘNG CỦA MÁY PHÁT LASER, MÁY KHUẾCH ĐẠI LƯỢNG TỬ

Để đơn giản ta hãy coi hoạt chất có phổ năng lượng $E_1 < E_2 < E_3$ được đặt trong buồng cộng hưởng, năng lượng bơm có tần số ω_{13} để tạo nghịch đảo nồng độ, tức hạt ở mức 1 dịch chuyển lên mức 3. Giả sử mật độ phổ khối của tín hiệu bơm đủ lớn để tạo nghịch đảo nồng độ ở dịch chuyển bức xạ Laser ω_{32} .



Hình 1.8. Nguyên lý máy phát Laser.

Nếu đưa vào trong buồng cộng hưởng tín hiệu cần khuếch đại có tần số ω_{32} thì trong buồng cộng hưởng sẽ hình thành sóng đứng do sóng phản xạ. Dưới tác dụng của sóng đứng, trong hoạt chất sẽ phát sinh và phát triển quá trình bức xạ cảm ứng. Những lượng tử năng lượng được sinh ra do hạt dịch chuyển từ mức 3 xuống mức 2 sẽ kết hợp với sóng điện từ kích thích (tín hiệu vào) và sẽ duy trì dao động sinh ra trong buồng cộng hưởng. Nói một cách khác, năng lượng điện từ trong buồng cộng hưởng được bức xạ cảm ứng khuếch đại lên.

Nhưng chúng ta cần phải kể đến tiêu hao gồm tiêu hao trong buồng cộng hưởng, tiêu hao trong hoạt chất và tiêu hao do bức xạ đưa ra ngoài qua cửa ra.

Do đó, chế độ công tác của Laser là phát xạ hay khuếch đại sẽ phụ thuộc vào quan hệ giữa năng lượng bức xạ cảm ứng P_{bx} và tiêu hao tổng cộng P_{th} . Trong đó tiêu hao tổng cộng bằng :

$$P_{th} = P_t + P_{hc} + P_h$$

Với P_t là công suất đưa ra tải ; P_{hc} là công suất tiêu hao trong hoạt chất và P_h là công suất tiêu hao trong buồng cộng hưởng.

Nếu $P_{bx} + P_v < P_{th}$ thì năng lượng tín hiệu vào bị hệ thống hấp thụ mà không khuếch đại lên, tức là biên độ tín hiệu ra nhỏ hơn biên độ tín hiệu vào.

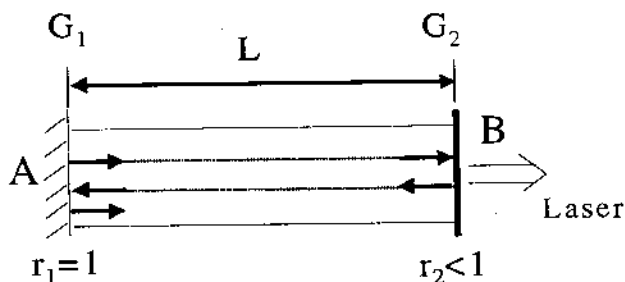
Chế độ khuếch đại sẽ được đảm bảo khi công suất bức xạ của tín hiệu vào lớn hơn công suất tiêu hao trong buồng cộng hưởng và trong hoạt chất nhưng nhỏ hơn công suất tiêu hao tổng cộng, tức là :

$$P_{th} > P_{bx} + P_v > P_h + P_{hc} \quad (1-61)$$

Chế độ tự kích của máy phát lượng tử sẽ tồn tại nếu :

$$P_{bxa} > P_{th} \quad (1-62)$$

Điều kiện kích thích của máy phát lượng tử sẽ được thỏa mãn nếu hệ số khuếch đại của môi trường $k(\omega)$ lớn hơn giá trị ngưỡng nào đó. Ta có mô hình khảo sát như hình 1.9.



Hình 1.9. Buồng cộng hưởng.

Để đơn giản ta coi : gương vào G_1 có hệ số phản xạ $r_1 = 1$ và gương ra G_2 có hệ số phản xạ $r_2 < 1$. Quá trình hình thành tự kích trong Laser được thực hiện khi tia bức xạ phản xạ đi lại qua hoạt chất khoảng 200÷300 lần, tất nhiên sau mỗi chu kỳ phản xạ qua hoạt chất, công suất bức xạ phải tăng lên. Dựa vào khái niệm đó ta thiết lập điều kiện tự kích của máy phát Laser. Khi ánh sáng đập vào gương G_1 thì một phần công suất sẽ truyền qua $t\%$, một phần sẽ phản xạ trở lại trong buồng cộng hưởng $r\%$ và một phần mất mát tiêu hao đi $q\%$. Như vậy điều kiện bảo toàn năng lượng là :

$$r + t + q = 1$$

Vì gương có phản xạ lớn, ta có thể coi $q = 0$, do đó :

$$r + t = 1 \quad (1-63)$$

Giả sử tia sáng có công suất $P_A = P_0$ bắt đầu truyền trong BCH từ điểm A tới điểm B tức qua chiều dài L của môi trường ánh sáng đã được khuếch đại lên : $P_0 \cdot e^{KL}$. Khi từ B phản xạ trở lại, mật độ công suất chùm tia sẽ là $r_2 \cdot P_0 \cdot e^{KL}$. Khi trở lại tới A, tức tới gương G_1 , thì mật độ công suất sẽ là $r_2 \cdot P_0 \cdot e^{2KL}$. Sau khi phản xạ từ gương 2 trở lại tới A và phản xạ tiếp, tức sau một chu kỳ, thì mật độ công suất của chùm tia là: $P'_A = r_1 \cdot r_2 \cdot P_0 \cdot e^{2KL}$. Nhưng vì $r_1 = 1$ nên $P'_A = r_2 \cdot P_0 \cdot e^{2KL}$. Điều kiện tự kích được viết :

$$P'_A/P_A > 1 \text{ tức là : } r_2 \cdot e^{2KL} > 1 \quad (1-64)$$

vì $r_2 < 1$ nên ta gọi $\gamma = -\ln(r_2)$ và $r_2 = e^{-\gamma}$ khi đó (1-64) sẽ thành $e^{2KL-\gamma} > 1$. Muốn vậy $2KL-\gamma > 0$ và $2KL > \gamma$ và thay K bằng biểu thức của nó ta sẽ có :

$$K_{ng} = (B_{ik}N_i - B_{ki}N_k) \cdot \frac{\hbar\omega}{C} > \frac{\gamma}{2L} \text{ hay}$$

$$\left[\left(N_i - \frac{B_{ki}}{B_{ik}} N_k \right) \geq \frac{\gamma \cdot C}{\hbar \cdot \omega \cdot B_{ik} \cdot 2L} \right] \quad (1-65)$$

Như vậy, điều kiện tự kích của máy phát Laser phụ thuộc vào hệ số phản xạ của gương, chiều dài thanh hoạt chất và tham số dịch chuyển của môi trường. Đó là một vấn đề rất quan trọng trong lý thuyết cũng như trong thực hành. Tuy nhiên, muốn Laser phát thì công suất bơm phải đủ lớn để đảm bảo được điều kiện nghịch đảo ngưỡng đó.

1.6. NHỮNG PHƯƠNG PHÁP TẠO NGHỊCH ĐẢO NỒNG ĐỘ HOẠT CHẤT

1.6.1. PHƯƠNG PHÁP BƠM NĂNG LƯỢNG

Phương pháp tạo nghịch đảo nồng độ nhờ bức xạ điện từ trường ngoài. Phương pháp này được dùng cho những hệ thuộc sơ đồ 3 hoặc 4

mức năng lượng. Đối với hệ sơ đồ 2 mức thì không thể dùng được phương pháp này, vì hệ 2 mức sẽ có hiện tượng bão hòa dịch chuyển.

Chúng ta hãy khảo sát một hệ có 2 mức năng lượng với $E_1 < E_2$. Ở trạng thái cân bằng nhiệt động thì hạt được phân bố theo định luật Boltzmann và với nhiệt độ bất kỳ thì nồng độ N_2 luôn nhỏ hơn N_1 . Giả sử hệ chịu tác động của điện từ trường ngoài với tần số $\omega_{12} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$.

Khi đó trong hệ sẽ có dịch chuyển cảm ứng từ $1 \rightarrow 2$ và từ $2 \rightarrow 1$. Công suất của những dịch chuyển đó trong một đơn vị thể tích sẽ bằng:

$$\text{Công suất hấp thụ} : P_{12}^{ht} = \rho B_{12} N_1 \hbar \omega_{12}$$

$$\text{Công suất kích thích} : P_{21}^{kt} = \rho B_{21} N_2 \hbar \omega_{12}$$

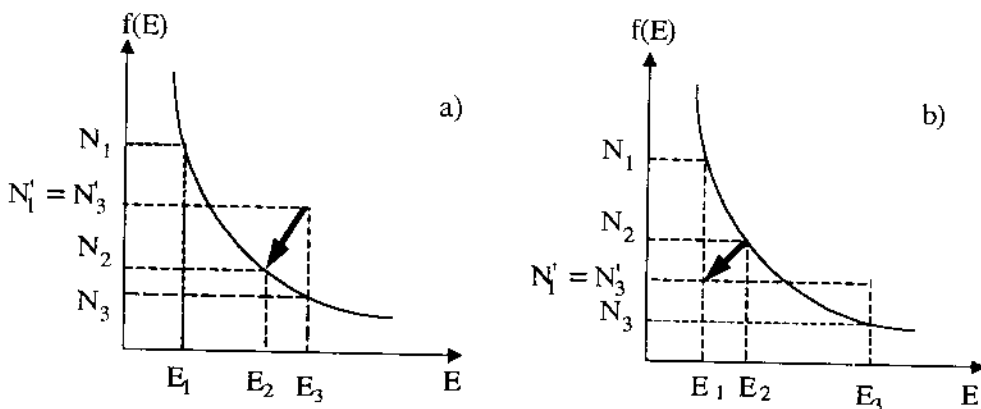
Vì $N_1 > N_2$ nên $P_{12}^{ht} > P_{21}^{kt}$; Do đó mức E_2 dần dần được tích lũy với vận tốc dịch chuyển $1 \rightarrow 2$ là $M_{12} = \rho B_{12} N_1$ lớn hơn vận tốc dịch chuyển xuống là $M_{21} = \rho B_{21} N_2$. Nhưng hiệu $N_1 - N_2$ sẽ ngày càng giảm nhỏ và tới khi $N_1' - N_2' = 0$ tức $N_1' = N_2'$, vận tốc dịch chuyển lên và dịch chuyển xuống sẽ bằng nhau tức:

$$M_{12}^{ht} = M_{21}^{kt}$$

Khi đó hệ sẽ trở nên trong suốt đối với tần số ω_{12} vì tốc độ hấp thụ và bức xạ bằng nhau. Trạng thái đó gọi là trạng thái bão hòa của những dịch chuyển.

Đối với hệ 3 mức năng lượng với $E_1 < E_2 < E_3$ và nếu hệ chịu tác động của bức xạ điện từ có tần số $\omega_{13} = \frac{E_3 - E_1}{\hbar}$ thì hệ sẽ hấp thụ với

dịch chuyển $1 \rightarrow 3$. Khi đó mức E_3 sẽ được tích lũy và tích lũy cho tới khi chưa xuất hiện bão hòa, tức là khi N_1 chưa bằng N_3 .



Hình 1.10. Sơ đồ dịch chuyển ba mức.

So sánh những hình 1.10a, 1.10b ta thấy khi $E_3 - E_2 < E_2 - E_1$ (hình 1.10a) nghịch đảo nồng độ sẽ được hình thành ở mức E_3 và E_2 . Nồng độ N'_3 của mức E_3 trong trạng thái bão hòa lớn hơn nồng độ của mức E_2 . Còn trường hợp $(E_3 - E_2) > (E_2 - E_1)$ thì ngược lại, nghịch đảo nồng độ lại được thực hiện ở 2 mức E_2 và E_1 và $N_2 > N'_1$. Do đó, ở trường hợp thứ nhất bức xạ cảm ứng chỉ có thể xảy ra ở dịch chuyển $3 \rightarrow 2$ với tần số $\omega_{32} = \frac{E_3 - E_2}{\hbar}$, còn trường hợp thứ hai thì dịch chuyển bức xạ lại

được thực hiện ở tần số $\omega_{21} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$, ta gọi những dịch chuyển đó là những dịch chuyển công tác.

Như vậy trong các sơ đồ 3 mức để tạo nghịch đảo nồng độ, năng lượng bơm phải có tần số ứng với độ rộng của những mức 1 và 3 (hai mức biên). Nghịch đảo nồng độ mức giữa là E_2 với một trong hai mức kia (E_1 hoặc E_3) tùy thuộc vào quan hệ giữa các dải năng lượng $E_2 - E_1$ với $E_3 - E_2$.

Chúng ta có thể xây dựng mối quan hệ giữa tần số bơm và tần số bức xạ. Muốn vậy hãy biểu diễn nồng độ ở mức E_2 , E_3 là N_2 , N_3 ở trạng thái cân bằng nhiệt động, qua nồng độ của mức E_1 là N_1 .

$$N_2 = N_1 \cdot e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} \quad (1-66)$$

$$N_3 = N_1 \cdot e^{-\frac{E_3 - E_1}{kT}} \quad (1-67)$$

Thông thường $E_2 - E_1 \ll kT$ và $E_3 - E_2 \ll kT$, do đó những hàm mũ (1-66) và (1-67) có thể phân thành chuỗi, nếu chỉ lấy số hạng thứ nhất của chuỗi thì ta có:

$$N_2 \approx N_1 \left(1 - \frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (1-68)$$

$$N_3 \approx N_1 \left(1 - \frac{E_3 - E_1}{kT}\right) \quad (1-69)$$

Ở trạng thái bão hòa của dịch chuyển $1 \rightarrow 3$, nồng độ của những mức E_1 và E_3 bằng nhau, tức :

$$N_1' = N_3' = \frac{N_1 + N_3}{2} \quad (1-70)$$

Nếu thay thế (1-69) vào (1-70) ta được :

$$N_1' = N_3' = \frac{N_1 + N_3}{2} = N_1 \left(1 - \frac{E_3 - E_1}{2kT}\right) \quad (1-71)$$

Nếu dịch chuyển công tác là $2 \rightarrow 1$ thì $N_2 > N_1'$. Do đó :

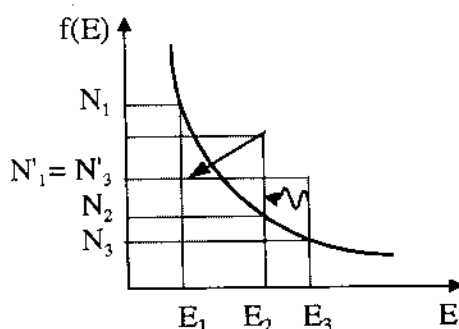
$$N_2 \approx N_1 \left(1 - \frac{E_2 - E_1}{kT}\right) > N_1'$$

$$\text{Từ đó suy ra : } \frac{E_3 - E_1}{2kT} > \frac{E_2 - E_1}{kT}$$

$$\frac{E_3 - E_1}{2} > E_2 - E_1 \quad (1-72)$$

Hay $\omega_{13} > 2\omega_{21}$, tức là tần số bơm phải lớn hơn gấp đôi tần số bức xạ của máy phát Laser.

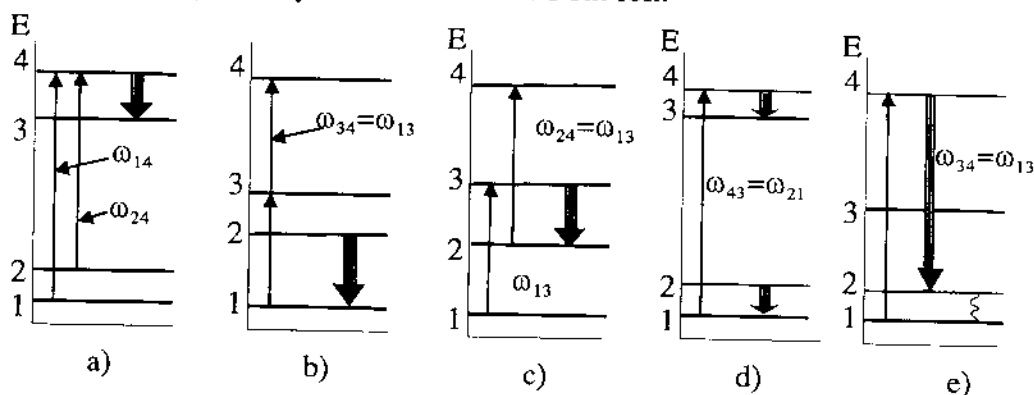
Kết luận trên chỉ đúng cho trường hợp khi chưa kể ảnh hưởng của những quá trình tích thoát mạnh. Nếu quá trình tích thoát mạnh xảy ra (hình 1.11) giữa các mức E_3 và E_2 thì thời gian sống của hạt ở mức E_3 là τ_3 sẽ rất nhỏ và thời gian sống của mức E_2 là τ_2 lại rất lớn, mức E_2 sẽ được tích lũy mạnh và dịch chuyển công tác lại là $2 \rightarrow 1$. Cũng tương tự, nghịch đảo nồng độ có thể có dịch chuyển $3 \rightarrow 2$ nếu giữa những mức E_3 và E_2 xảy ra tích thoát mạnh.



Hình 1.11. Hiện tượng tích thoát mạnh.

Hệ sơ đồ 4 mức có rất nhiều ưu điểm so với hệ sơ đồ 3 mức. Nó cho phép tạo nghịch đảo nồng độ lớn hơn, làm giảm tần số bơm xuống không cần lớn hơn 2 lần tần số bức xạ như ở hệ sơ đồ 3 mức mà chỉ cần lớn hơn tần số bức xạ và đặc biệt trong một số trường hợp thì tần số bơm lại nhỏ hơn tần số bức xạ và như vậy chúng ta có thể tăng hiệu suất lượng tử của máy phát Laser và máy khuếch đại lượng tử. Trên hình 1.12 biểu diễn một số trường hợp tạo nghịch đảo nồng độ cho hệ các sơ đồ 4 mức, trong đó để đơn giản, ta chỉ dùng đồ thị một thứ nguyên năng lượng E mà không dùng hàm phân bố $N=f(E)$. Trong hình 1.12a, bơm được thực hiện ở hai tần số ω_{14} và ω_{24} , nên mức E_4 sẽ được tích lũy, ta nói nghịch đảo nồng độ được thực hiện bằng cách làm giàu mức trên. Trên hình 1.12b, bơm được thực hiện ở cả 2 dịch

chuyển $1 \rightarrow 3$ và $3 \rightarrow 4$ một cách đồng thời, gọi là bơm kép. Mức Laser dưới E_1 sẽ bị nghèo hóa rất mạnh và dịch chuyển công tác sẽ là $2 \rightarrow 1$. Trên hình 1.12c thì $\Delta E_{13} = \Delta E_{24}$, do đó với tần số bơm $\omega_{13} = \omega_{24}$ sẽ đồng thời làm giàu mức trên và làm nghèo mức dưới và rõ ràng chỉ cần thỏa mãn điều kiện $\omega_{bơm} > \omega_{bxa}$ chứ không cần thỏa mãn điều kiện $\omega_{bơm} > 2\omega_{bxa}$ như ở hệ sơ đồ 3 mức năng lượng. Hình 1.12d cho thấy có thể đồng thời có 2 dịch chuyển công tác ω_{43} và ω_{21} . Năng lượng bơm có tần số ω_{14} sẽ đồng thời làm nghèo mức dưới E_1 của dịch chuyển công tác $2 \rightarrow 1$ và làm giàu mức trên là E_4 của dịch chuyển công tác $4 \rightarrow 3$. Trường hợp cuối cùng (xem hình 1.12e) cho thấy tần số bức xạ lại lớn hơn tần số bơm, trong đó tần số bơm $\omega_{13} = \omega_{34}$ sẽ làm giàu mức trên mức 4 của dịch chuyển $4 \rightarrow 2$. Nghịch đảo nồng độ sẽ được thực hiện do xác suất dịch chuyển tích thoát $2 \rightarrow 1$ rất lớn.



Hình 1.12. Sơ đồ chuyển dịch của hệ 4 mức.

1.6.2. PHƯƠNG PHÁP TẠO NGHỊCH ĐẢO NỒNG ĐỘ TRONG LASER KHÍ

Trong Laser khí, để tạo điều kiện nghịch đảo nồng độ, người ta dùng hiệu ứng va chạm giữa những nguyên tử hoặc phân tử khí với những điện tử tự do chuyển động nhanh dưới tác dụng của điện trường ngoài. Do va chạm với những điện tử nhanh, những nguyên tử hoặc

phân tử khí trong bình với áp suất thấp ($10^{-2} \div 1 \text{ mmHg}$) sẽ bị ion hóa hoặc kích thích hóa. Người ta quan tâm nhiều tới trường hợp kích thích hóa, khi đó những điện tử của nguyên tử hoặc phân tử nhận được năng lượng do va chạm sẽ dịch chuyển lên mức năng lượng cao hơn, tức là những mức kích thích. Những dịch chuyển tự phát từ những mức kích thích đó xuống mức cơ bản sẽ bức xạ năng lượng làm sáng chất khí phóng điện như chúng ta đã thấy trong các đèn ỏn áp có khí, đèn Thyatron, đèn chữ v.v.. Trong các Laser khí chính những nguyên tử hoặc phân tử kích thích hóa này sẽ tạo nên nghịch đảo nồng độ và cho bức xạ cảm ứng. Người ta có thể thực hiện phóng điện hoặc bằng năng lượng cao tần hoặc bằng điện áp một chiều.

Ngoài những phương pháp tạo nghịch đảo trên còn có phương pháp bơm bằng dòng điện trong Laser bán dẫn. Chúng ta sẽ khảo sát chúng trong những chương sau.

CHƯƠNG 2

BUỒNG CỘNG HƯỞNG QUANG HỌC

2.1. CHỨC NĂNG, CẤU TẠO CỦA BUỒNG CỘNG HƯỞNG (BCH) QUANG HỌC

BCH là một trong những bộ phận quan trọng nhất của bất kỳ máy phát Laser nào. Đó là một hệ gồm hai mặt phản xạ đặt đối diện nhau, giữa hai mặt này là hoạt chất. Do buồng cộng hưởng này chỉ được giới hạn bởi hai mặt phản xạ ở hai đầu, còn các mặt khác đều để hở nên người ta gọi nó là buồng cộng hưởng hở.

Việc sử dụng các BCH kín như vẫn thường dùng trong kỹ thuật siêu cao tần ở đây là hoàn toàn không thể chấp nhận được vì những lý do sau : Trước hết là ta không thể chế tạo được các BCH có kích thước cỡ bằng bước sóng ở dải quang học, điều ấy chỉ có thể làm được ở dải sóng centimet. Thứ hai là, dù có tạo ra được BCH như vậy thì nó cũng không có ý nghĩa về mặt năng lượng, kích thước quá nhỏ của hệ không đủ khả năng để tạo ra công suất bức xạ cần thiết.

Như vậy, việc sử dụng BCH hở trong kỹ thuật Laser là một điều bắt buộc. Thông thường trong BCH quang học, một gương chỉ làm nhiệm vụ phản xạ ánh sáng (gọi là gương điếc), còn gương kia vừa phản xạ một phần ánh sáng đập vào nó, vừa cho một phần ánh sáng truyền qua (gọi là gương bán trong suốt). Tuy nhiên trong một số trường hợp người ta lại dùng cả hai gương bán trong suốt, ví dụ trong Laser bán dẫn, mà chúng ta sẽ nghiên cứu trong chương sau.

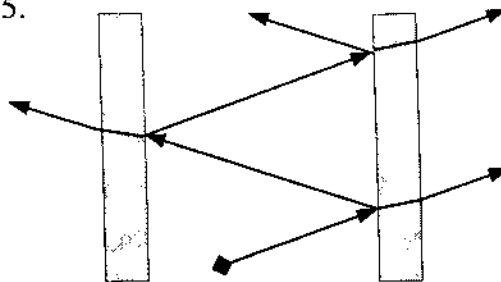
BCH quang học có hai chức năng sau đây :

2.1.1. THỰC HIỆN HỒI TIẾP DƯƠNG

Như chúng ta đã biết, môi trường hoạt tính đặt trong BCH, tuy có khả năng khuếch đại tín hiệu đi qua nó theo luật hàm mũ Buerger, nhưng độ khuếch đại này không lớn vì chiều dài của hoạt chất có hạn. Để có được khuếch đại lớn phải tăng kích thước của hoạt chất lên rất nhiều lần. Chẳng hạn, nếu dùng hoạt chất là khí CO_2 có hệ số khuếch đại tương đối lớn trong số các loại hoạt chất thông dụng, thì để có được công suất ra 1 Wat, cần phải sử dụng một ống chứa khí dài 10^4 mét, điều này không thể thực hiện được. Vì vậy, vấn đề tăng chiều dài của hoạt chất phải được giải quyết bằng cách khác. Chính nhờ BCH quang học mà việc tăng chiều dài của hoạt chất được giải quyết một cách đơn giản. Trong BCH, tia sáng được phản xạ rất nhiều lần và đây chính là biện pháp làm tăng quãng đường đi của tia. Cụ thể quá trình này xảy ra như sau :

Giả sử, dịch chuyển tự phát của nguyên tử nào đó trong BCH xuất hiện một sóng ánh sáng. Sóng sẽ được khuếch đại lên do các dịch chuyển cưỡng bức khi nó đi qua lớp hoạt chất. Khi tới mặt phản xạ, một phần sóng ánh sáng có thể bị mất do hiện tượng hấp thụ hoặc truyền qua, nhưng phần chủ yếu được phản xạ trở lại và được tiếp tục khuếch đại lên trên đường đi tới mặt phản xạ kia. Tại đây cũng sẽ xảy ra quá trình tương tự và cứ như vậy, sau rất nhiều lần phản xạ ta sẽ thu được dòng bức xạ có cường độ lớn.

Khuếch đại ở đây không thể nào lớn vô cùng được. Nó bị giới hạn bởi công suất của nguồn bơm. Vì vậy, cường độ bức xạ ra chỉ tăng đến khi thiết lập được điều kiện cân bằng năng lượng như đã trình bày trong mục 1.5.

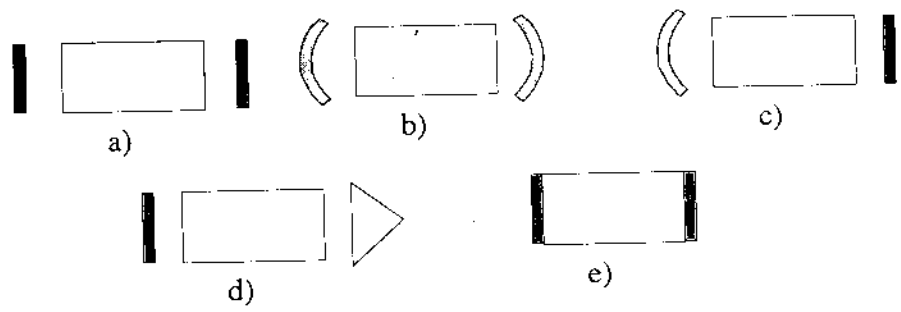


Hình 2.1. Sự hình thành hồi tiếp dương trong buồng cộng hưởng.

2.1.2. TẠO RA BỨC XẠ ĐỊNH HƯỚNG, ĐƠN SẮC, KẾT HỢP

Do BCH là hở nên những sóng truyền dọc theo trục của BCH sẽ đi qua hoạt chất nhiều lần và được khuếch đại lên. Những sóng ánh sáng này xác định công suất ra của Laser. Còn những sóng ánh sáng nào lan truyền dưới những góc lệch tương đối lớn so với trục của BCH thì sau một vài lần phản xạ sẽ thoát ra ngoài. Vì vậy, bức xạ hình thành ở cửa ra của BCH sẽ có tính định hướng rất cao. Trong quá trình phản xạ nhiều lần giữa hai gương, pha của sóng ánh sáng luôn bảo toàn và quan hệ pha giữa các sóng đó cũng không đổi, do đó bức xạ ra là bức xạ kết hợp. Cuối cùng, nhờ có BCH, có thể thực hiện được các phương pháp chọn lọc dao động khác nhau để thu được bức xạ trong một dải phổ rất hẹp, gần như đơn sắc. Như vậy có thể nói rằng, BCH quang học đóng vai trò quyết định trong việc hình thành các tính chất cơ bản của bức xạ Laser.

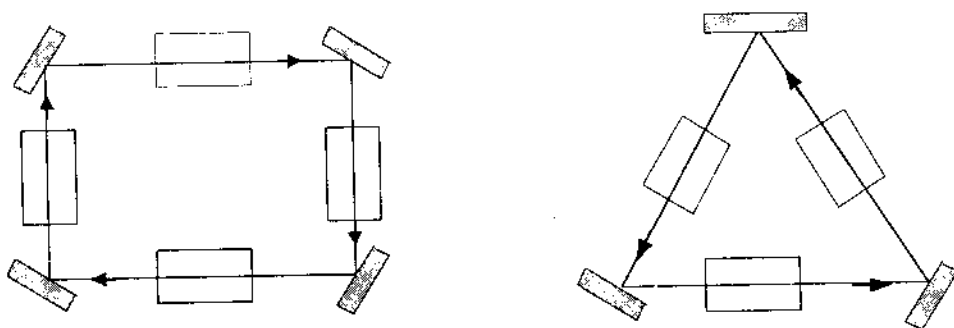
BCH quang học có nhiều dạng khác nhau : Loại đơn giản nhất và thông dụng nhất là hệ gồm hai gương phẳng đặt song song nhau (hình 2.2a) trong quang học người ta gọi hệ cộng hưởng này là giao thoa kế Fabri-Perot. BCH gồm hai gương phẳng đòi hỏi rất khắt khe về độ song song của các gương (tới vài giây góc) và vì thế rất khó chỉnh, nhưng nó lại cho bức xạ có độ định hướng cao. Loại này thường được sử dụng trong các Laser rắn và Laser bán dẫn.



Hình 2.2 . Các loại buồng cộng hưởng.

Trong các Laser rắn, trước đây người ta thường dùng ngay hai đầu của thanh hoạt chất để làm gương bằng cách mài chúng thật nhẵn và

song song với nhau, sau đó phủ lên một lớp phản xạ (hình 2.2e). Như vậy, có thể tạo ra được một hệ gương liên, rất tiện lợi. Tuy nhiên, loại gương này dễ bị đốt nóng trực tiếp bởi bức xạ Laser và khó làm lạnh. Ngày nay người ta ít dùng các gương liên, đặc biệt là trong Laser công suất lớn. Ngược lại, đối với các Laser bán dẫn, thì việc sử dụng các gương liên lại rất thông dụng. Trong Laser khí, các gương phản xạ thường dùng là các gương parabol hoặc các gương cầu (hình 2.2b). Đặc biệt thông dụng là loại BCH gồm hai gương cầu có bán kính cong bằng nhau được phân bố trên khoảng đúng bằng bán kính cong đó, do vậy tiêu điểm của chúng trùng nhau, BCH loại này được gọi là BCH đồng tiêu. Ưu điểm cơ bản của BCH đồng tiêu là dễ chỉnh và các tổn hao do nhiễu xạ ở trong BCH có thể coi như không đáng kể. Đối với các Laser khí và một số Laser rắn cũng dùng rất thông dụng loại BCH được cấu tạo bởi một gương phẳng và một gương cầu (hình 2.2c). Trong một số Laser rắn làm việc ở chế độ điều chế hệ số phẩm chất người ta thay một (hoặc cả hai) gương phản xạ bằng lăng kính quay với vận tốc lớn (hình 2.2d). Khi đó có thể thu được những xung Laser có độ rộng xung rất nhỏ và có công suất rất lớn.



Hình 2.3. Buồng cộng hưởng vòng.

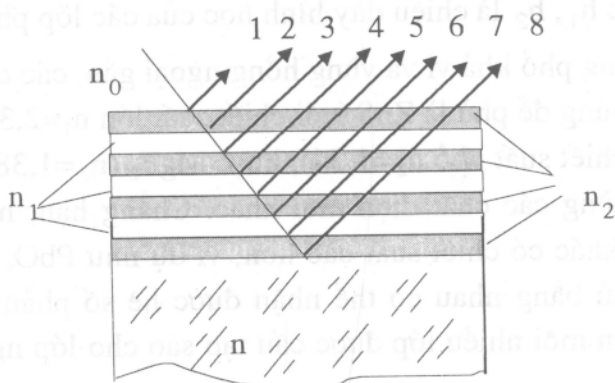
Trong tất cả các loại BCH mà ta vừa xét ở trên, đường đi của tia sáng là một đường zic zắc hở. Trong kỹ thuật Laser người ta còn gọi các BCH này là các BCH thẳng để phân biệt chúng với các BCH vòng, trong đó các gương phản xạ được xếp đặt sao cho đường đi của tia sáng là đường kín (hình 2.3). BCH vòng thường được sử dụng trong các con quay Laser.

Trong đó : h_1, h_2 là chiều dày hình học của các lớp phủ.

Đối với vùng phổ khả vi và vùng hồng ngoại gần, các chất điện môi thường được dùng để phủ là ZnS (với chiết suất lớn $n_1=2,36$) và Cryolit Na_3AlF_6 (với chiết suất nhỏ $n_2=1,34$), hoặc MgF_2 ($n_2=1,38$). Tuy nhiên cũng có thể dùng các chất điện môi khác. Chẳng hạn, nếu thay ZnS bằng vật liệu khác có chiết suất cao hơn, ví dụ như PbO, thì với cùng một số lớp phủ bằng nhau có thể nhận được hệ số phản xạ lớn hơn. Các gương điện môi nhiều lớp được cấu tạo sao cho lớp ngoài có chiết suất cao.

Bảng 2.1. Một số vật liệu dùng để chế tạo gương Laser nhiều lớp.

Tên vật liệu	Chiết suất (với $\lambda=0,7\mu\text{m}$)	Vùng phổ truyền qua [μm]
ZnS	2,36	0,4 - 15,0
MgF_2	1,38	0,2 - 6,0
Na_3AlF_6	1,34	0,2 - 10,0
SiF_2	1,43	0,8 - 9,0
CaF_2	1,43	0,2 - 6,0
LiF	1,39	0,4 - 6,0
CeO_2	2,35	0,4 - 5,0
ZnO_2	2,10	0,25 - 5,0
TaO_2	2,53	0,4 - 4,0
SiO_2	1,46	0,2 - 8,0
Ge	4	1,3 - 20,0
Si	3,4	0,9 - 8,0



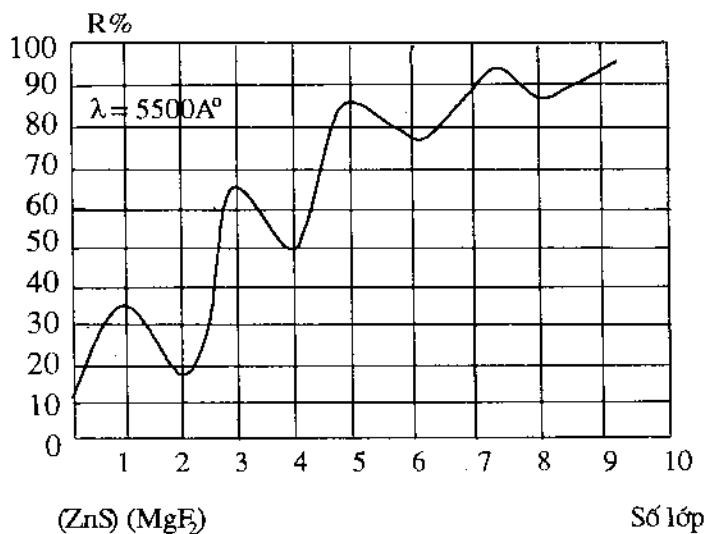
Hình 2.4. Gương điện môi nhiều lớp.

Để thấy được rõ hơn cơ chế phản xạ trong gương điện môi nhiều lớp, ta hãy xét một chùm ánh sáng đập vào bề mặt gương dưới một góc bất kỳ nào đó (hình 2.4). Do hiện tượng phản xạ trên bề mặt giới hạn của các lớp điện môi nên xuất hiện một số lớn các tia sáng giao thoa. Nếu điều kiện (2-1) được thực hiện thì các tia sáng phản xạ đồng pha với nhau, tức là chúng được cộng lại và khuếch đại lên. Thật vậy, giả sử ta xét các tia phản xạ 1, 2 và 3 từ bề mặt của các lớp điện môi. Tia 1 xuất hiện do hiện tượng phản xạ tại bề mặt phân chia giữa môi trường bên ngoài (ví dụ như không khí với chiết suất $n_0=1$) và lớp điện môi thứ nhất có chiết suất $n_1 > n_0$. Tại đây bắt đầu có sự thay đổi pha của tia sáng với giá trị bằng π (vì tia sáng đi từ môi trường quang học có chiết suất nhỏ vào môi trường quang học có chiết suất lớn hơn thì hiện tượng phản xạ trên bề mặt phân cách giữa hai môi trường xảy ra với sự thay đổi pha bằng π).

Tia 2 cũng có pha bằng π , vì hiện tượng phản xạ trên bề mặt tiếp giáp $n_1 - n_2$ xảy ra không kèm theo sự thay đổi pha (do $n_1 < n_2$), còn hiệu đường đi của nó bằng $2n_1h_1 = \frac{\lambda}{2}$. Đối với tia 3 thì hiệu đường đi

bằng $2n_1h_1 + 2n_2h_2 = \lambda$ và sự phản xạ trên bề mặt $n_2 - n_1$ xảy ra với sự thay đổi pha bằng π . Như vậy, pha của tia 3 trùng với pha của tia 1 và 2. Nếu xét các tia phản xạ khác ta cũng thấy kết quả tương tự như vậy.

Nếu chiều dày của các lớp quang học không bằng $\frac{\lambda}{4}$ thì các tia giao thoa sẽ không đồng pha : góc pha giữa hai tia cạnh nhau sẽ nhỏ hơn 2π , khi $n_1h_1 = n_2h_2 < \frac{\lambda}{4}$ hoặc lớn hơn 2π , khi $n_1h_1 = n_2h_2 > \frac{\lambda}{4}$, do đó, công suất phản xạ tổng hợp và hệ số phản xạ sẽ nhỏ đi. Vì vậy vấn đề kiểm tra và điều chỉnh độ dày của các lớp điện môi trong quá trình bốc bay sao cho đảm bảo điều kiện (2-1) là vô cùng quan trọng.



Hình 2.5. Sự phụ thuộc của hệ số phản xạ R vào số lớp.

Hệ số phản xạ và tính chọn lọc của gương Laser phụ thuộc vào số lớp điện môi. Sự phụ thuộc này được mô tả trên hình 2.5 qua ví dụ của gương được chế tạo từ ZnS và MgF_2 .

Các gương được cấu tạo từ 3 đến 7 lớp là những gương bán trong suốt. Hệ số truyền qua của các gương này được xác định từ công thức $100\% - R \approx t$ (ở đây phần năng lượng bị hấp thụ cỡ $0,1 \div 0,3\%$, nên thực tế có thể bỏ qua). Hệ số phản xạ rất cao ($R > 99\%$) có thể đạt được trong các gương gồm từ 15 lớp trở lên. Việc chế tạo các gương nhiều lớp như vậy không phải đơn giản, nó đòi hỏi phải đảm bảo độ chính

xác cao về chiều dày và độ đồng nhất của các lớp phủ. Ngoài ra sai số về độ bằng phẳng của bề mặt đế gương không được vượt quá giá trị cho phép là $\frac{\lambda(1-R)}{2\pi\sqrt{R}}$.

Trong kỹ thuật Laser một điểm rất quan trọng là phải biết được giá trị mật độ công suất tối hạn mà gương có thể chịu đựng được. Sau đây là một số số liệu được xác định qua thực nghiệm (bảng 2-2).

Bảng 2.2. Mật độ công suất tối hạn của một số gương Laser.

Các chất thành phần của lớp phản xạ	Số lớp	Công suất tối hạn [mW/cm ²]	Bước sóng $\lambda[\mu]$
ZnS + MgF ₂	15	350	0,6943
ZnS + MgF ₂	15	30	0,53
ZnS	1	350	0,6943
CeO ₂ + MgF ₂	15	400	0,6943
ZnS + SrF ₂	13	60	0,6943

Đối với các Laser có một gương phản xạ hoàn toàn ($R_1 \approx 1$) và một gương bán trong suốt ($R_2 < 1$) thì cần phải chọn giá trị R_2 cho tối ưu, tức là đảm bảo được công suất ra của Laser là cực đại. Giá trị tối ưu của R_2^* phụ thuộc vào từng loại sơ đồ làm việc cụ thể của các Laser. Ví dụ, đối với laser làm việc theo sơ đồ 3 mức ta có :

$$R_2 = e^{-\beta l \left(\sqrt{\frac{\sigma_{21} \cdot n_0}{\beta}} \cdot \frac{k-1}{k+1} - 1 \right)} \quad (2-3)$$

trong đó : β là hệ số suy hao do tán xạ trên các tâm không đồng nhất quang học của môi trường hoạt tính và quá trình hấp thụ không cộng hưởng ; l là chiều dài hiệu dụng của môi trường hoạt tính ; n_0 là số nguyên tử hoạt tính trong 1 cm³ của môi trường ; k là tham số không có thứ nguyên chỉ số lần mà công suất bơm lớn hơn mức bơm

ngưỡng ; σ_{21} là tiết diện hấp thụ ở dịch chuyển $2 \rightarrow 1$. Với Laser Rubi thì $\beta = 0,03 \text{ cm}^{-1}$, $l = 12 \text{ cm}$, $n_0 = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_{21} = 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ khi $\tau = 300^\circ \text{K}$, nếu lấy $k = 2$ ta sẽ có $R_2 \approx 0,5$.

Đối với laser làm việc theo sơ đồ 4 mức thì :

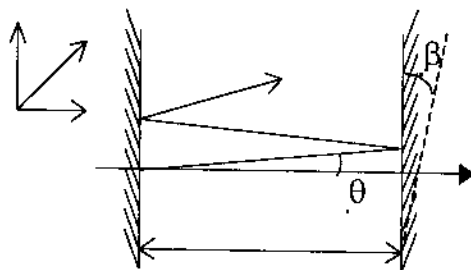
$$R_2 = e^{-2\beta l \left(\sqrt{\frac{\sigma_{32} \cdot n_0}{\beta} \cdot \frac{\omega_{14} \tau_{32}}{\omega_{14} \tau_{32} + 1}} - 1 \right)} \quad (2-4)$$

trong đó : $\omega_{14} \tau_{32} = k$. Với laser thủy tinh Neodym (có chứa 2% nồng độ Neodym) thì $n_0 = 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $\beta = 0,005 \text{ cm}^{-1}$; $l = 12 \text{ cm}$; $\sigma_{32} = 1,6 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$. Với $k = 1,5$ thì giá trị tối ưu của gương bán mờ là $R_2 = 0,6$.

2.3. CÁC MODE TRONG BUỒNG CỘNG HƯỞNG

Mặc dù cấu tạo của BCH quang học tương đối đơn giản, nhưng các quá trình xảy ra trong đó lại rất phức tạp. Trước hết, ta hãy xét việc hình thành các dao động riêng của BCH : Trong kỹ thuật Laser các dao động riêng thường được gọi là các mode. Trong gần đúng bậc nhất các mode có thể coi như kết quả giao thoa của các sóng phẳng lan truyền theo các hướng ngược chiều nhau giữa hai gương phản xạ. Mỗi một mode được đặc trưng bằng cấu hình tương ứng của trường trên bề mặt các gương và số nửa bước sóng được sắp xếp giữa hai gương, tức là trên trục của BCH. Người ta ký hiệu các mode bằng TEM_{nmq} , trong đó TEM (Transversal Eletromagnetic) dùng để chỉ sóng điện từ ngang, tức là sóng điện từ mà thành phần véc tơ cường độ điện trường E và thành phần véc tơ cường độ từ trường H chỉ nằm trong mặt phẳng vuông góc với phương truyền sóng, còn m, n và q là những số nguyên dương mà ý nghĩa vật lý của chúng sẽ được trình bày sau. Các mode dọc được hình thành bởi các sóng phẳng lan truyền ngược chiều nhau. Như vậy, mỗi mode là một sóng đứng. Trong trường hợp BCH được tạo bởi hai gương phẳng có kích thước lớn và rộng tức không chứa hoạt chất (hình 2.6) điều kiện tạo thành các mode dọc được viết như sau :

$$L = \frac{\lambda}{2} \cdot q \quad \text{với} \quad q = 0, 1, 2, \dots$$



Hình 2.6. Buồng cộng hưởng.

Từ đây ta có tần số riêng của các mode dọc:

$$f_q = \frac{c}{\lambda} = c \cdot q / 2L \quad (2-5)$$

Công thức (2-4) chỉ đúng cho trường hợp BCH rộng. Nếu BCH chứa đầy chất hoạt tính với chiết suất n thì giá trị tần số f_q bằng : $f_q = c \cdot q / 2 \cdot L \cdot n$

Khoảng cách về tần số giữa hai mode dọc liên nhau bằng :

$$\Delta f_q = f_q - f_{q-1} = c / 2 \cdot L \cdot n \quad (2-6)$$

Ta hãy làm một vài phép tính đơn giản : Giả sử chiều dài của BCH $L=10$ cm, bước sóng bức xạ $\lambda=0,6\mu\text{m}$ theo công thức (2-4) ta có $q=2L/\lambda=3 \cdot 10^5$. Điều này có nghĩa là số nửa bước sóng được xếp trên trục của BCH là rất lớn. Trong khi đó, đối với BCH kín dùng trong kỹ thuật siêu cao tần thì q chỉ nhận các giá trị hàng đơn vị. Nếu $L=10$ cm thì hiệu tần số giữa hai mode dọc liên nhau bằng $\Delta f = 1,5 \cdot 10^9$ Hz. Tuy nhiên, do khoảng cách L đối với các loại Laser rất khác nhau. Ví dụ, đối với Laser khí $L \approx 1\text{m}$, còn đối với Laser bán dẫn $L \approx 0,1\text{cm}$, vì vậy các giá trị q và Δf_q có thể biến thiên trong những phạm vi tương đối rộng.

Nếu các sóng phẳng lan truyền từ gương nọ đến gương kia dưới một góc θ khá nhỏ so với trục của BCH thì điều kiện tạo thành các mode xiên là :

$$L.\cos\theta = q.\frac{\lambda}{2}$$

Từ đây ta có biểu thức xác định tần số riêng của mode xiên :

$$f_q = c.q / 2.L.\cos\theta \quad (2-7)$$

Vì θ có thể nhận các giá trị không liên tục bất kỳ, nên khi khoảng cách L không đổi, một tần số v_q có thể ứng với vô số các dao động mà chỉ khác nhau bởi góc θ , tức là chỉ khác nhau bởi hướng của vectơ sóng của các sóng phẳng tạo nên mode. Nói cách khác, ở đây có sự suy biến của mode xiên theo hướng của véc tơ sóng. Ta hãy tính các giá trị của góc θ tương ứng với các mode suy biến này. Giả sử, các sóng phẳng được lan truyền dưới một góc θ trong mặt phẳng XZ (bài toán 2 chiều). Nếu đặt cố định tần số của mode dọc v_q (tần số này thoả mãn biểu thức (2-7 khi $\theta = 0$) ta có thể tìm được mode ngang thứ nhất được hình thành bởi các sóng phẳng lan truyền dưới góc θ_1 lệch so với trục. Độ lớn của góc θ_1 được xác định từ điều kiện :

$$f_q(\theta=0) = f_{q-1}(\theta=\theta_1)$$

Cần chú ý rằng : đối với dao động này q phải được thay đổi từng đơn vị một, tức là q phải được thay bằng $q-1, q-2, q-3, \dots$

Thay biểu thức (2-7) vào đây ta được :

$$\cos\theta_1 = \frac{q-1}{q}$$

Từ đây rút ra :

$$\theta_1 \approx \sin \theta_1 = \sqrt{1 - \cos^2 \theta_1} = \sqrt{\frac{2q-1}{q^2}} \approx \sqrt{\frac{2}{q}} \quad (2-8)$$

Trong kết quả cuối cùng này ta đã bỏ qua 1, vì thực tế $q \gg 1$. Thay q từ biểu thức:

$$L = q.\frac{\lambda}{2} \text{ vào (2-8) ta có : } \theta_1 = \sqrt{\frac{\lambda}{L}}$$

Tương tự như vậy, đối với mode xiên thứ m , góc θ_m được xác định từ điều kiện :

$$f_q(\theta=0) = g_{q-m}(\theta=\theta_m) \quad \text{với } m=2,3,4\dots$$

$$\text{và : } \theta_m = \sqrt{m \cdot \frac{\lambda}{L}} \quad \text{với } m \ll q.$$

Tương tự, nếu xét sự lan truyền của các sóng phẳng dưới một góc θ_n trong mặt phẳng YZ ta cũng sẽ có :

$$\theta_n = \sqrt{n \cdot \frac{\lambda}{L}} \quad \text{với } n \ll q.$$

Khoảng cách góc giữa 2 mode ngang cạnh nhau được xác định bằng biểu thức:

$$\Delta\theta_m = \sqrt{m \cdot \frac{\lambda}{L}}$$

$$\Delta\theta_n = \sqrt{n \cdot \frac{\lambda}{L}}$$

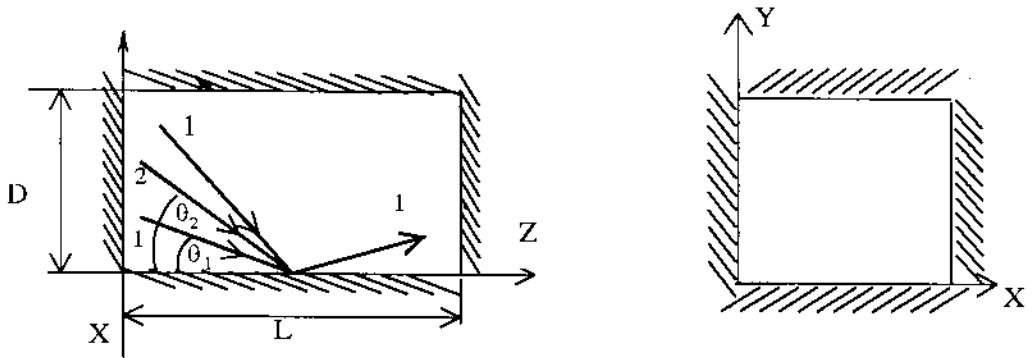
Bây giờ chúng ta chuyển sang xét các dạng dao động trong BCH với các gương có kích thước hữu hạn (bài toán ba chiều). Giả sử các gương có dạng hình vuông với chiều dài mỗi cạnh bằng D (hình 2.7).

Ở đây các mode trong BCH không còn đơn thuần là tổng của hai sóng phẳng nữa, mà chúng phải được tìm từ bài toán bờ đối với trường trong BCH có tính tới các hiện tượng nhiễu xạ trên các mép gương. Để tiện lợi cho việc xác định các dao động riêng người ta coi BCH là kín, tức là ngoài các gương còn đưa thêm vào các mặt bên có độ truyền sóng lý tưởng (không tổn hao). Khi đó BCH mà ta đang xét có thể coi như một BCH khối thông thường có thiết diện cắt ngang là một hình vuông. Bước sóng của các dao động riêng trong hệ này khi không tổn hao được xác định bằng biểu thức:

$$\frac{1}{\lambda_{mnq}} = \sqrt{\left(\frac{m}{2D}\right)^2 + \left(\frac{n}{2D}\right)^2 + \left(\frac{q}{2D}\right)^2} \quad (2-9)$$

Với m, n, q là các số nguyên, xác định số nửa bước sóng được sắp xếp dọc theo các cạnh X, Y và Z của gương.

Có thể chứng minh được rằng trong trường hợp gương có kích thước hữu hạn, góc θ không thể nhận các giá trị bất kỳ. Những mode xiên khác nhau sẽ tương ứng với những giá trị θ không liên tục, hoàn toàn xác định. Chẳng hạn, đối với sóng phẳng lan truyền trong mặt phẳng XZ ($n=0$) ta có thể rút ra từ điều kiện biên biểu thức sau đây:



Hình 2.7. Buồng cộng hưởng.

$$k \cdot \sin \theta_m = \frac{m \cdot \pi}{D} \quad \text{hay} \quad \sin \theta_m = m \cdot \frac{\lambda}{2D} \quad (2-10)$$

Với $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ là số sóng.

Từ công thức (2-10) chúng ta thấy rằng mode xiên thứ nhất TEM_{10q} được hình thành bởi các sóng phẳng lan truyền dưới một góc $\theta_1 = \frac{\lambda}{2D}$ so với trục của BCH. Đối với mode xiên thứ hai TEM_{20q} , góc này bằng $\theta_2 = \frac{\lambda}{D}$ v. v. . khoảng cách giữa hai mode xiên liên tiếp được xác định từ công thức :

$$\Delta \theta_m = \theta_m - \theta_{m-1} = \frac{\lambda}{2D} \quad (2-11)$$

Nếu lấy $\lambda = 10^{-4} \text{cm}$; $D = 1 \text{cm}$; ta có $\Delta \theta = 5 \cdot 10^{-5} \text{ rad} \approx 10''$.

Đối với trường hợp tổng quát khi $n \neq 0$ (trường hợp ba chiều), các tính toán cụ thể cũng cho đại lượng $\Delta\theta_n$ có độ lớn xấp xỉ như vậy.

Tóm lại có thể hình dung một cách tổng quát trường trong BCH kín như sau : Ngoài các mode dọc thuần túy được đặc trưng bởi các số $m=n=0$ và $q \neq 0$, trong BCH tồn tại các mode xiên được hình thành bởi các sóng phẳng lan truyền dưới một góc θ tương đối nhỏ so với trục của BCH. Khác với các mode dọc, phân bố trường của các mode xiên trên các gương không phải là đồng nhất mà mang tính tuần hoàn theo không gian và giảm dần tới không ở mép gương. Như vậy, trong BCH có hai loại mode khác nhau : Các mode dọc (m,n giống nhau, q khác nhau) chỉ phân biệt với nhau bởi tần số phát và các mode xiên (m,n khác nhau, q giống nhau) được phân biệt với nhau bằng sự phân bố biên độ và pha trên bề mặt gương.

Nếu bây giờ bỏ đi các mặt dẫn bên thì sẽ thu được một BCH hở, và khi đó sẽ xuất hiện một yếu tố mới ảnh hưởng tới các quá trình vật lý xảy ra trong BCH : Đó là tổn hao nhiều xạ trên các gương. Tuy nhiên đối với các mode xiên có giá trị m và n nhỏ, tức là đối với những mode được tạo bởi các sóng phẳng lan truyền trong BCH dưới một góc θ khá nhỏ thì tổn hao do nhiều xạ có thể coi như không đáng kể. Thật vậy, nếu m và n nhỏ thì trường của tất cả các dạng dao động hầu như đều được tập trung vào vùng trung tâm của gương và giảm đi rất nhanh khi đi ra mép gương. Do đó đối với các mode này việc loại bỏ các bề mặt bên chỉ dẫn tới sự xuất hiện tổn hao rất nhỏ và hiện tượng về phân bố trường hầu như không thay đổi.

Như vậy, trong BCH kín có thể tồn tại các mode xiên với các giá trị m và n lớn, thì trong BCH hở các dao động không thể xuất hiện được do các tổn hao rất lớn mà chúng phải chịu trên các mép gương. Các tổn hao đóng một vai trò hết sức quan trọng trong BCH quang học, nó cho phép giảm đi một cách đáng kể số mode xiên được kích thích trong BCH và chỉ giữ lại những mode xiên nào ứng với các tia sáng lan truyền gần như song song với trục của BCH. Chính điều này sẽ quyết định tính định hướng của bức xạ Laser.

Vì trong BCH quang học chỉ tồn tại các mode xiên với m và n nhỏ, mà q lại rất lớn ($q \gg m, n$) do đó thông thường người ta bỏ qua chỉ số q trong kí hiệu mode và chỉ còn viết TEM_{mn} . Mode ứng với $m=n=0$ (TEM_{00}) được gọi là mode cơ bản. Trong mode này biên độ trường đạt giá trị cực đại tại chính giữa gương và sau đó giảm dần tới không. Các tổn hao do nhiễu xạ trong mode cơ bản là nhỏ nhất.

2.4. HỆ SỐ PHẨM CHẤT CỦA BUỒNG CỘNG HƯỞNG

Để đánh giá chất lượng của BCH quang học theo quan điểm năng lượng, người ta sử dụng khái niệm hệ số phẩm chất. Tương tự như đối với các BCH dùng trong kỹ thuật siêu cao tần, hệ số phẩm chất của BCH quang học được xác định bằng công thức:

$$Q = 2\pi\nu \frac{E_d}{P_0} \quad (2-12)$$

Với : E_d = năng lượng dự trữ trong BCH.

P_0 là năng lượng trung bình bị tiêu hao trong một giây, hay còn gọi là công suất trung bình của các tổn hao đối với một dạng dao động cho trước.

Theo công thức (2-12), hệ số phẩm chất của BCH càng cao khi độ tổn hao trong BCH càng nhỏ và ngược lại. Các tổn hao trong BCH được xác định trước hết bởi chất lượng phản xạ của các gương. Nếu coi các gương là hoàn toàn giống nhau và có cùng hệ số phản xạ r thì phần năng lượng của BCH bị giảm đi trong khoảng thời gian dt do hiện tượng truyền qua và hấp thụ có thể được xác định như sau: Giả sử sóng phẳng mang năng lượng $\frac{E}{2}$ đi từ gương $G1$ đến gương $G2$. Tại gương $G2$ sóng này được phản xạ trở lại một phần, còn phần tổn hao bằng $-\frac{E}{2}(1-r)$. Khoảng thời gian cần thiết để sóng đi hết quãng đường từ gương nọ đến gương kia bằng:

$$\Delta t = \frac{L}{v} = \frac{L.n}{c}$$

Như vậy cứ sau mỗi khoảng thời gian Δt thì sóng đi được một lần từ gương nọ đến gương kia và tiêu hao phần năng lượng bằng $-\frac{E}{2}(1-R)$. Vì vậy tính trung bình trong một đơn vị thời gian sóng bị mất một phần năng lượng là:

$$-\frac{E(1-R)}{2.\Delta t} = -\frac{E(1-R).c}{2.L.n}$$

Vì mỗi một dao động trong BCH được tạo bởi hai sóng phẳng lan truyền theo các hướng ngược chiều nhau, nên phần năng lượng mà một mode mất đi trong một đơn vị thời gian bằng: $-\frac{E(1-R).c}{L.n}$

Để tính cho cả khoảng thời gian Δt thì ta có phương trình xác định tổn hao:

$$dE = -E(1-R)\frac{c}{L.n}dt \quad (2-13)$$

Mặt khác, nếu coi các mode của BCH như các dao động điện từ độc lập thì mỗi một dao động điện từ này được đặc trưng bằng một tần số cộng hưởng và tốc độ tán xạ năng lượng (tốc độ tắt dần dao động) có thể biểu diễn qua hệ số phẩm chất Q như sau :

$$E = E_0 e^{-\frac{\omega t}{Q}}$$

E_0 là năng lượng dự trữ ở thời điểm ban đầu.

Lấy vi phân biểu thức này ta được:

$$dE = -E\frac{\omega}{Q}dt \quad (2-14)$$

So sánh (2-13) và (2-14), ta có:

$$Q = \frac{L.\omega.n}{c(1-R)} = \frac{2\pi L n}{\lambda(1-R)} \quad (2-15)$$

Ví dụ : với $L = 10\text{cm}$, $\lambda = 0,6\mu\text{m}$, $R \approx 0,9$ và $n = 1$ ta có $Q = 1,2 \times 10^7$, tức là hệ số phẩm chất của BCH đạt được giá trị rất cao, lớn hơn rất nhiều lần so với hệ số phẩm chất của BCH vùng siêu cao tần.

Tuy nhiên, trên thực tế thì ngoài các tổn hao khi phản xạ ra, còn có rất nhiều nguyên nhân khác làm giảm hệ số phẩm chất của BCH quang học. Có thể kể ra một số nguyên nhân chính như hiện tượng nhiễu xạ gây bởi kích thước hữu hạn của các gương, sự không song song của các gương, độ nhám của mặt gương ...v.v. Trước hết ta hãy xét ảnh hưởng của nhiễu xạ. Giả sử gương có kích thước bằng D , khi đó photon đi ra khỏi BCH sẽ bị nhiễu xạ và góc nhiễu xạ $\varphi \approx \frac{\lambda}{D}$. Xác suất

của photon đi ra khỏi buồng cộng hưởng (không tham gia vào quá trình hình thành bức xạ Laser), tức là tỉ số giữa độ lệch theo hướng vuông góc với hướng chuyển động và kích thước của gương có độ lớn xấp xỉ bằng : $\frac{1}{2} \frac{\lambda}{D} \frac{L}{D}$. Chính đại lượng này xác định các tổn hao do

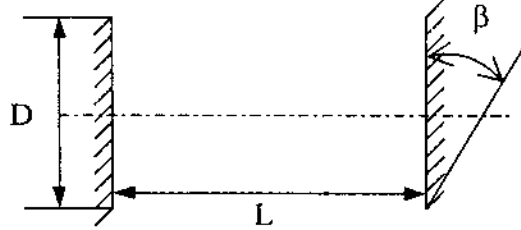
nhiễu xạ. Như vậy khi tính tới ảnh hưởng của nhiễu xạ, hệ số phẩm chất của BCH sẽ được xác định bằng biểu thức:

$$Q = \frac{2\pi L n}{\lambda(1 - R + \frac{\lambda L}{2D^2})} \quad (2-16)$$

Nếu $\lambda = 1\mu\text{m}$, $D = 1\text{cm}$, $L = 10\text{cm}$ thì $\frac{\lambda L}{2D^2} = \frac{1}{2} \cdot 10^{-3}$, tức là các tổn hao nhiễu xạ đó làm giảm hệ số phẩm chất của BCH chỉ là một phần không đáng kể. Sự không song song của các gương trong BCH làm giảm đi rất nhanh hệ số phẩm chất Q . Giả sử một gương nào đó đặt lệch đi một góc β (hình 2.8).

Trong trường hợp này các photon khi phản xạ tại các gương không song song sẽ bị lệch đi một góc β , và cứ sau mỗi lần phản xạ góc lệch này lại tăng lên một lượng là 2β . Số lần phản xạ trong khoảng thời

gian t bằng $\frac{c.t}{L.n}$. Từ đây có thể xác định được thời gian t_1 cần thiết để cho photon di chuyển hết được đoạn đường D , tức là đi ra khỏi BCH:



Hình 2.8. Buồng cộng hưởng với gương đặt lệch.

$$D = \beta L \frac{ct_1}{2Ln} \times \frac{ct_1}{Ln} = \beta \frac{c^2 t_1^2}{2Ln^2}$$

$$t_1 = \sqrt{\frac{2DLn^2}{\beta.c^2}}$$

Khi đó hệ số phẩm chất của BCH bằng:

$$Q = \omega.t_1 = \frac{\omega.n}{c} \sqrt{\frac{2LD}{\beta}} \quad (2-17)$$

So sánh biểu thức (2-17) với biểu thức (2-15) ta xác định được mức độ song song cần có của gương:

$$\frac{Ln\omega}{c(1-R)} < \frac{\omega.n}{c} \sqrt{\frac{2LD}{\beta}}$$

hay
$$\beta < \frac{2D(1-R)^2}{L}$$

Theo các công thức này nếu $L = 10\text{cm}$, $D = 1\text{cm}$, $\lambda = 1\mu\text{m}$, $n = 1$ giá trị $Q \approx 10^7$ chỉ có thể đạt được khi $\beta = 10^{-3}$, tức là $\beta \approx 3''$.

Cuối cùng, chúng ta đưa ra thêm một số biểu thức xác định hệ số phẩm chất của BCH đối với một vài dạng tổn hao khác.

Trường hợp hai gương song song nhau, nhưng các photon chuyển động lệch với trục của BCH một góc θ rất nhỏ thì hệ số phẩm chất của BCH sẽ được xác định bởi :

$$Q = \frac{nL\omega}{c \left(1 - R + \theta \frac{L}{D} \right)} \quad (2-18)$$

Khi $\theta \ll 1$ thì Q sẽ giảm không đáng kể.

Đối với trường hợp tổn hao qua các bề mặt bên của BCH:

$$Q = \frac{n^2 \omega^2 D^2}{\pi c^2} = \frac{4\pi D^2}{\lambda^2} \quad (2-19)$$

Trong các Laser bán dẫn, nếu tính tới các tổn hao do hấp thụ ánh sáng bởi các động tử tự do thì:

$$Q = \frac{\epsilon \omega^2 \tau^2}{4\pi \sigma} = \frac{n^2 \omega^2 \tau^2}{4\pi \sigma} = \frac{n^2 \pi c^2 \tau^2}{\lambda^2 \sigma} \quad (2-20)$$

trong đó : σ - là độ dẫn,

τ - thời gian tích thoát của các động tử dẫn.

Để tính được hệ số phẩm chất chung của BCH quang học bất kì có thể áp dụng công thức tổng quát sau đây:

$$\frac{1}{Q_c} = \sum_i \frac{1}{Q_i} \quad (2-21)$$

Tức là nghịch đảo hệ số phẩm chất toàn phần của BCH bằng tổng nghịch đảo của các hệ số phẩm chất thành phần.

2.5. LÝ THUYẾT SÓNG VỀ MODE CỦA BUỒNG CỘNG HƯỞNG

Việc khảo sát một cách chặt chẽ và đầy đủ phân bố trường điện từ trong BCH quang học, chỉ có thể phải được tiến hành trên cơ sở giải hệ phương trình Maxwell với các điều kiện biên cho trước trên các gương. Mỗi nghiệm dừng của bài toán này có thể xem như một dao động nhất định và được đặc trưng bằng một phân bố trường riêng và một tần số phức riêng (do có các tổn hao nhiều xạ nên tần số riêng của dao động phải là phức).

Đặc điểm của các BCH quang học là những kích thước đặc trưng cho trước như chiều dài của BCH, bán kính cong của gương v.v... lớn hơn rất nhiều lần so với bước sóng bức xạ, vì vậy có thể coi rằng trường điện từ trong BCH là trường điện từ ngang và phân cực đồng nhất. Trong trường hợp này để xác định phân bố dòng trên bề mặt một gương nào đó, ví dụ trên bề mặt của gương bán trong suốt (gương G1) dưới dạng tích phân của trường trên bề mặt gương kia (gương G2), có thể dùng nguyên lý Huygens. Thực chất của vấn đề ở đây là người ta cho trước một phân bố trường bất kì trên bề mặt gương G_1 , rồi dựa vào nguyên lý Huygens để tính trường trên bề mặt gương G2, sau đó bằng cách tương tự lại tính phân bố trường trên bề mặt gương G1 dựa vào kết quả thu được đối với trường ở gương G2 (hình 2.9). Nếu các tính toán này được lặp đi lặp lại $(p+1)$ lần thì sự phân bố trường trên bề mặt gương G2 sẽ bằng :

$$U_{p+1}(x_2, y_2) = \frac{jK}{4\pi} \int_{-a}^{+a} \int_{-b}^{+b} U_p(x_1, y_1) \frac{e^{-jKR}}{R} (1 + \cos \theta) dx_1 dy_1 \quad (2-22)$$

trong đó :

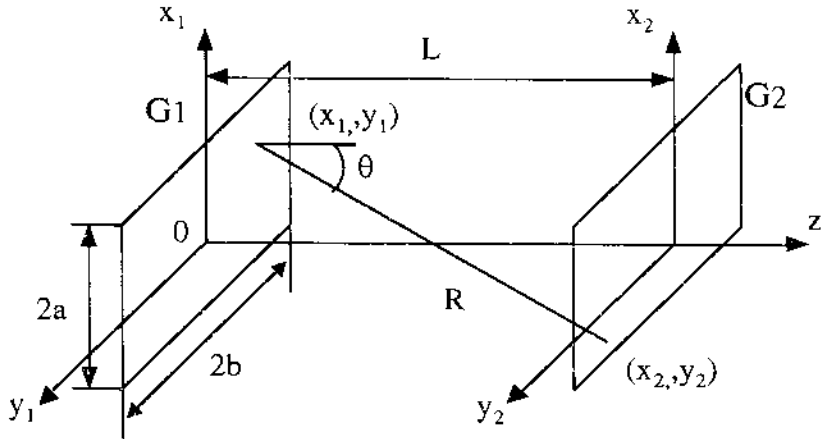
$U_p(x_1, y_1)$ - phân bố trường trong mặt phẳng của gương thứ nhất ;

$K = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon}$ - hằng số lan truyền sóng trong môi trường của BCH ;

R - khoảng cách từ gương thứ nhất đến điểm quan sát (điểm cần khảo sát) ;

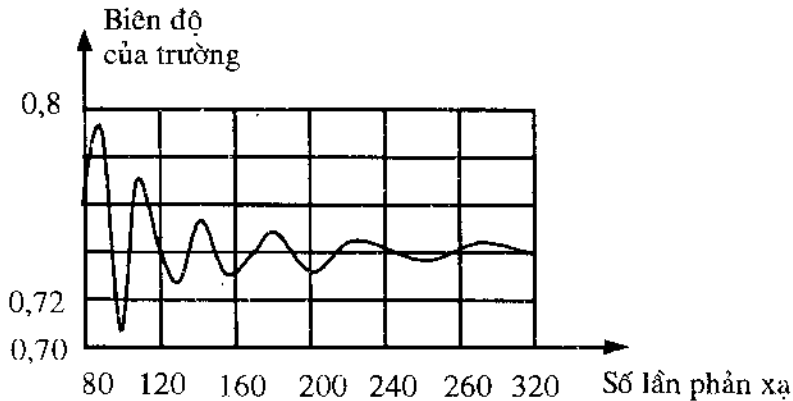
θ - góc hợp bởi R và pháp tuyến với bề mặt gương thứ nhất.

Biểu thức (2-22) là phương trình tích phân Precgon loại hai với hàm cần tìm là $U_{p+1}(x_2, y_2)$. Cần lưu ý rằng, ở đây việc lấy tích phân được tiến hành theo toàn bộ diện tích bề mặt của gương thứ nhất mà gương này có thể không phải là gương phẳng.



Hình 2.9. Buồng cộng hưởng với hai gương phẳng hình chữ nhật.

Các mode của BCH sẽ tương ứng với các nghiệm dừng khác nhau của phương trình tích phân (2-22), tức là tương ứng với các phân bố trường không đổi sau một khoảng thời gian nào đó. Điều này chỉ có thể xảy ra (phân bố trở thành dừng) sau khoảng $200 \div 300$ lần phản xạ (hình 2.10).



Hình 2.10. Sự thay đổi biên độ của trường vào số lần phản xạ.

Giả sử sau N lần phản xạ, phân bố trường trên các gương trở thành phân bố dừng. Khi đó có thể viết :

$$U_N(x, y) = \left(\frac{1}{\gamma} \right)^N V(x, y) \quad (2-23)$$

Với γ là hằng số phức, $V(x,y)$ là hàm phân bố dừng

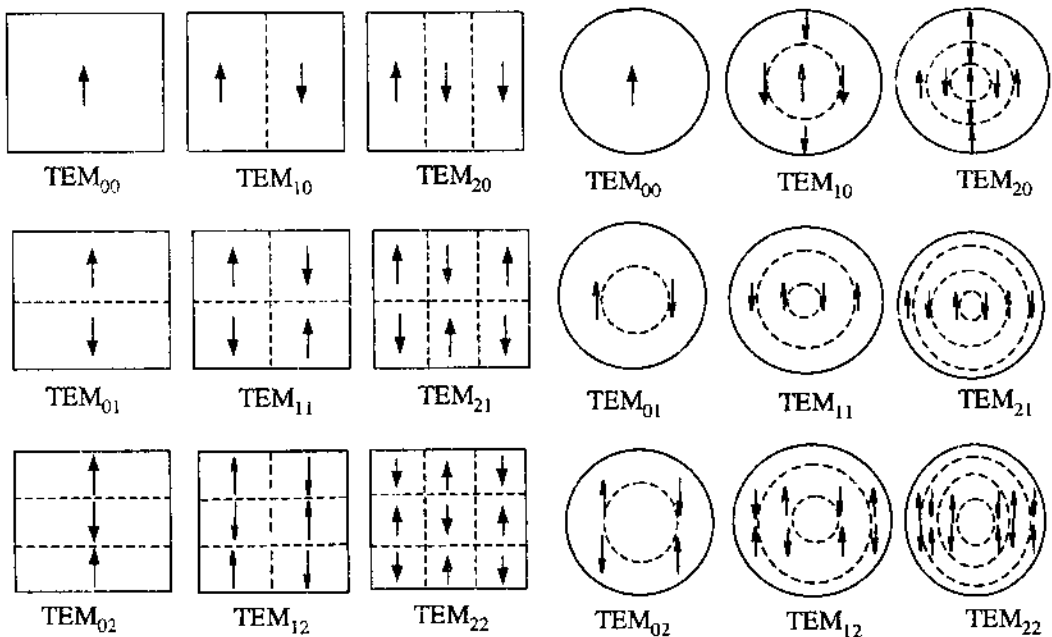
Thay biểu thức (2-23) vào (2-22) ta có :

$$V_{N+1} = \gamma \frac{jk}{4\pi} \iint V_N (1 + \cos \theta) \frac{e^{-jkR}}{R} dx dy \quad (2-24)$$

Vì sau N lần phản xạ $V_{N+1} = V_N$ do đó các chỉ số có thể bỏ đi được và ta có phương trình tích phân:

$$V = \gamma \frac{jk}{4\pi} \iint V (1 + \cos \theta) \frac{e^{-jkR}}{R} dx dy \quad (2-25)$$

Các hàm riêng $V_{mn}(x,y)$ là nghiệm của phương trình (2-25) ứng với các giá trị γ_{mn} tương ứng (gọi là giá trị riêng) sẽ đặc trưng cho cấu trúc của trường trên bề mặt gương đối với các mode xiên TEM_{mn} khác nhau. Cần phải nhắc lại rằng, mỗi một mode xiên như vậy có thể chứa một loạt các mode dọc tương ứng với các giá trị q khác nhau. Trên hình 2.11 mô tả phân bố trường của một số mode xiên đơn giản khi các gương phản xạ là các gương phẳng có dạng hình vuông hoặc hình tròn.



Hình 2.11. Phân bố trường của gương phẳng có dạng vuông và tròn.

Đối với các gương hình vuông chỉ số m đặc trưng cho số lần thay đổi hướng của trường dọc theo trục x và chỉ số n đặc trưng cho số lần thay đổi hướng của trường dọc theo trục y . Tương tự như vậy đối với các gương hình tròn các chỉ số m và n lần lượt đặc trưng cho số lần thay đổi hướng của trường theo bán kính và theo góc phương vị.

Lôgarit của giá trị riêng γ_{mn} là đại lượng phức và được xác định bằng công thức:

$$\ln \gamma_{mn} = \beta_{mn} + j(\alpha_{mn} + kL) \quad (2-26)$$

trong đó : - β_{mn} xác định mức độ tắt dần của sóng sau một lần phản xạ giữa hai gương (sau một lần đi qua) ;

- α_{mn} là dịch pha bổ sung sau một lần đi qua, đại lượng này được cộng lại với dịch pha hình học.

Nói chung, các hàm $V_{mn}(x,y)$ là các hàm phức và chỉ được xác định tại bề mặt của các gương.

Nếu biểu diễn hệ số phẩm chất của BCH qua tham số β_{mn} ta có:

$$Q_{mn} = \frac{\pi L}{\beta_{mn} \lambda} \quad (2-27)$$

Khi đó điều kiện cộng hưởng đối với các mode TEM_{mnq} sẽ là:

$$-\frac{2\pi L}{\lambda_{mnq}} + \alpha_{mn} = f q$$

Cũng có thể dễ dàng xác định được tần số riêng f_{mnq} của các mode này thông qua α_{mn} :

$$f_{mnq} = \frac{c}{2L} q - \frac{c\alpha_{mn}}{2\pi L} \quad (2-28)$$

Như vậy, việc giải phương trình tích phân (2-25) đối với mọi cấu hình của BCH quang học cho phép xác định cấu trúc trường của mode, các tần số cộng hưởng của chúng và các tổn hao của BCH.

B33
B33
B33

$$R = \sqrt{L^2 + (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \approx L + \frac{1}{2L} [(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]$$

Phương trình (2-25) trong trường hợp này được viết như sau:

$$V(x_2, y_2) = \gamma \cdot e^{-jKL} \int_{-a-b}^{+a+b} \int_{-a-b}^{+a+b} \frac{j}{\lambda \cdot L} \exp \left\{ \frac{jK \left[(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 \right]}{2L} \right\} V(x_1, y_1) dx_1 dy_1 \quad (2-29)$$

Nếu ta giả sử rằng hàm phân bố có dạng:

$$V(x,y) = V_x(x) \cdot V_y(y)$$

thì dùng phương pháp tách biến số ta có thể nhận được từ phương trình (2-29) hai phương trình tích phân giống hệt nhau, trong đó mỗi phương trình này mô tả một BCH với các gương là những mặt phẳng. Nghiệm tổng quát bây giờ có thể viết dưới dạng:

$$V_{mn}(x,y) = V_m(x) \cdot V_n(y)$$

Đối với gương phẳng hình tròn bán kính a nếu sử dụng hệ tọa độ cực (r, φ) ta có:

$$R = \sqrt{L^2 + r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \approx L + \frac{1}{2L} [r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]$$

Phương trình tích phân bây giờ sẽ có dạng:

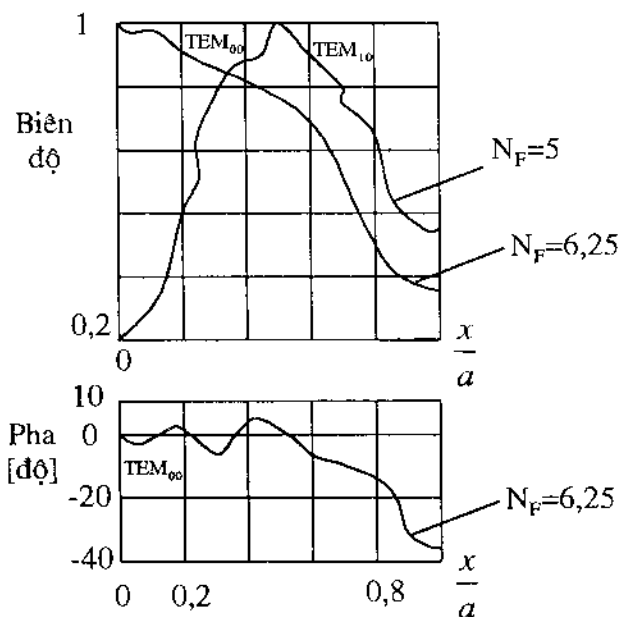
$$V(r_2, \varphi_2) = \gamma \cdot e^{-jKL} \int_0^a \int_0^{2\pi} \frac{i}{\lambda \cdot L} \exp \frac{jK[r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]}{2L} V(r_1, \varphi_1) r_1 dr_1 d\varphi_1 \quad (2-30)$$

Đặt $V(r, \varphi) = R_n(r)e^{-j}$ và lấy tích phân theo φ_1 ta được :

$$R_n(r_2)\sqrt{r_2} = \gamma_n e^{-jKL} \int_0^a \frac{J_n^{n+1} K}{L} J_n \left(K \frac{r_1 r_2}{L} \right) \sqrt{r_1 r_2} e^{-jK \frac{r_1^2 + r_2^2}{2L}} R_n(r_1) \sqrt{r_1} dr_1 \quad (2-31)$$

J_n là hàm Bessel loại 1 bậc n .

Các phương trình tích phân (2-29), (2-31) có thể giải được dễ dàng trên máy tính điện tử bằng phương pháp gần đúng liên tục. Nếu cho điều kiện ban đầu là một phân bố đồng nhất của biên độ và pha của sóng trên một gương nào đó thì nghiệm thu được sẽ biểu diễn các dạng dao động riêng đối xứng chẵn. Để thu được các dao động đối xứng lẻ phải sử dụng phân bố trường ban đầu là một hàm lẻ, tức là biên độ của trường bên nửa gương này (ví dụ từ 0 đến $+a$) phải ngược dấu so với biên độ trường ở nửa bên kia (từ 0 đến $-a$) của gương.



Hình 2.12. Phân bố biên độ, pha đối với các mode TEM_{00} , TEM_{10} .

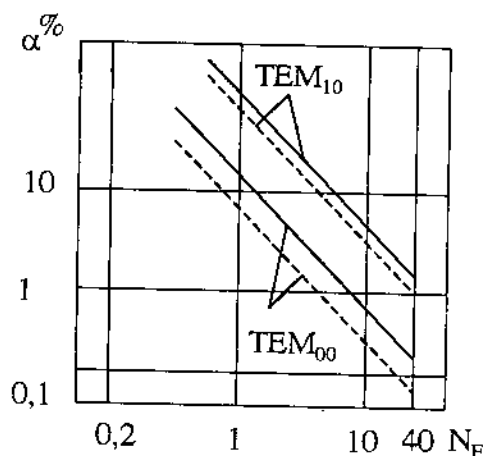
Kết quả tính toán cho thấy phân bố biên độ và pha của mode cơ bản TEM_{00} , mode đối xứng lẻ đầu tiên TEM_{10} có dạng như trên hình 2.12.

Ở đây tham số quan trọng nhất đặc trưng cho kích thước hình học của BCH là số Fresnel :

$$N_F = \frac{a^2}{\lambda L}$$

Nó xác định số vùng Fresnel mà ta có thể đạt được trên một gương, nếu nhìn từ tâm của gương kia .

Từ hình 2.12 ta thấy vùng đối với mode cơ bản TEM_{00} có biên độ tương đối nhỏ nhất đạt được ở mép gương, trong khi đó đối với mode TEM_{10} biên độ của trường ở chính giữa gương lại bằng không. Còn sự phân bố pha của cả hai loại dao động thì gần như giống nhau và được biểu diễn trên cùng một hình vẽ.



Hình 2.13. Sự phụ thuộc của tổn hao công suất vào số Fresnel.

Hình 2.13 mô tả sự phụ thuộc giữa tổn hao công suất sau một lần phản xạ giữa các gương và số Fresnel đối với mode cơ bản TEM_{00} và mode TEM_{10} . Với cùng một giá trị N_F như nhau mode cơ bản có tổn hao nhiều xạ nhỏ nhất, các mode khác có m, n lớn hơn sẽ chịu tổn hao nhiều hơn.

Điều đáng lưu ý là tỉ số giữa các giá trị tổn hao của các mode hầu như không phụ thuộc vào N_F , tức là hầu như không thay đổi khi chiều

dài của BCH thay đổi. Vì vậy việc nén các mode bậc cao là không cần thiết nữa do việc thay đổi kích thước của BCH là một việc làm không dễ dàng.

2.6. CHỌN LỌC MODE

Như ở các mục trên chúng ta đã thấy, trong BCH quang học, bình thường có một số lượng rất lớn các mode dọc và các mode xiên được kích thích đồng thời. Do đó, khi làm việc Laser sẽ bức xạ ra một tập hợp rất nhiều các tần số rất gần nhau nằm trong phạm vi đường bao của vạch phổ phát quang của hoạt chất. Mỗi một mode tương ứng với một tần số xác định và một phân bố trường trên bề mặt gương.

Nói chung chế độ đa mode của Laser làm giảm đáng kể tính kết hợp và tính đơn sắc của bức xạ, làm mở rộng dải độ định hướng của chùm tia ra. Các kết quả tính toán cho thấy độ rộng vạch phổ bức xạ tỉ lệ thuận với số mode dọc.

Góc phân kì của chùm tia Laser phụ thuộc vào số mode xiên theo công thức:

$$\theta \approx \frac{\lambda}{a} p \quad (p - \text{số mode xiên})$$

Còn độ kết hợp theo không gian được xác định qua số mode xiên như sau:

$$|V_{12}|^2 = \frac{\sin \frac{\pi p \Delta l}{2na}}{p^2 \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta l}{2na} \right)}$$

Với Δl - khoảng cách mà trên đó xác định độ kết hợp của bức xạ.

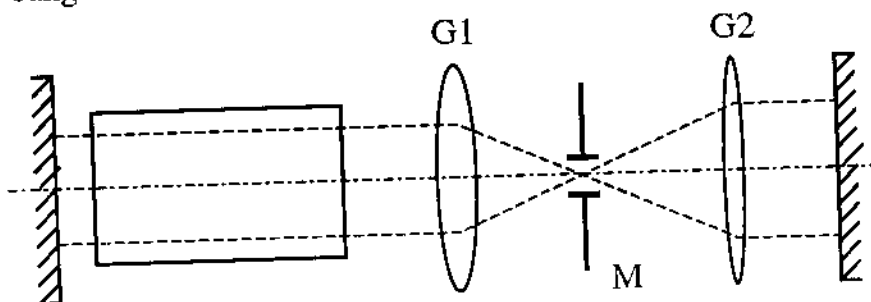
Để sử dụng được Laser trong thông tin, trong kỹ thuật chụp ảnh khối và trong nhiều lĩnh vực quan trọng khác, việc đầu tiên là phải nén được (triệt tiêu được) những dao động không cần thiết và tập trung năng lượng bức xạ vào một vài mode mà tốt nhất là tạo điều kiện cho

Laser hoạt động trong chế độ đơn mode. Quá trình này gọi là quá trình chọn lọc mode. Hiện nay tồn tại nhiều phương pháp chọn lọc mode khác nhau, nhưng dưới đây chúng ta chỉ dừng lại ở hai phương pháp chính.

2.6.1. CHỌN LỌC MODE XIÊN

Trong quá trình chọn lọc xiên, việc nén các dao động không cần thiết được thực hiện bằng cách tăng đột ngột giá trị tổn hao do nhiễu xạ. Để làm được việc đó có thể đưa vào trong BCH một loại màn chắn đặc biệt. Như chúng ta đã biết từ sơ đồ phân bố trường của các dạng dao động xiên, mode TEM_{00} có trường luôn luôn tập trung ở gần trục của BCH, còn các mode xiên bậc cao hơn như TEM_{11} , TEM_{20} v.v... thì trường được phân bố xa dần trục và bậc dao động của nó càng cao thì trường càng phân bố xa trục. Vì vậy, nếu ta đặt vào trong buồng cộng hưởng một màn chắn có kích thước thích hợp thì có thể dễ dàng tăng được tổn hao nhiễu xạ và do đó có thể nén được tất cả các mode bậc cao, chỉ giữ lại một mode cơ bản. Dĩ nhiên trong trường hợp này màn chắn không chỉ gây tổn hao nhiễu xạ đối với các mode bậc cao mà ngay mode cơ bản cũng chịu ảnh hưởng trực tiếp từ màn chắn, tuy ở mức độ ít hơn. Điều này thể hiện qua việc giảm công suất bức xạ khi chuyển từ chế độ đa mode sang chế độ đơn mode.

Hiện nay người ta đã hoàn thiện thêm phương pháp chọn lọc mode xiên bằng cách đưa vào trong BCH hai thấu kính hội tụ (hình 2.14).



Hình 2.14. Chọn lọc mode xiên dùng màn chắn và hai thấu kính.

Màn chắn M được đặt trong mặt phẳng đồng tiêu giữa hai thấu kính và có kích thước đúng bằng vùng sáng tại tiêu điểm của thấu kính 1.

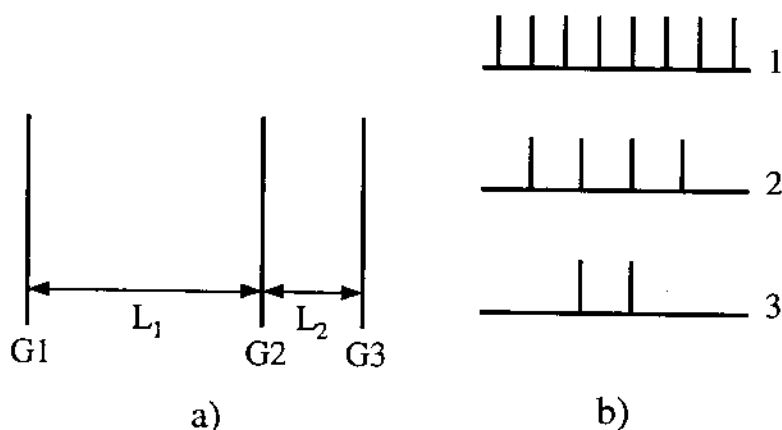
2.6.2. CHỌN LỌC MODE DỌC

Để chọn lọc các mode dọc có thể sử dụng các phương pháp sau đây:

- Thay đổi chiều dài của buồng cộng hưởng.
- Đưa vào trong buồng cộng hưởng mẫu chuẩn Fabri-Perot hoặc tấm phẳng song song.
- Dùng gương phản xạ có hệ số truyền qua thay đổi dọc theo thiết diện.
- Dùng phản xạ Bragg tạo hồi tiếp chọn lọc tần số.

Số mode dọc kích thích trong BCH được xác định bởi độ rộng phổ phát quang của hoạt chất và chiều dài của BCH. Do đó, về nguyên tắc nếu cứ rút ngắn dần chiều dài của BCH, ta có thể giảm dần số mode dọc. Tuy nhiên, cách làm này không được sử dụng vì nó dẫn tới việc giảm chiều dài của hoạt chất và làm giảm công suất ra của Laser.

Phương pháp chọn lọc mode dọc thông dụng hơn cả là phương pháp dùng BCH kép (hình 2.15).



Hình 2.15. Chọn lọc mode với BCH kép : a) Sơ đồ ; b) Phổ dao động.

BCH kép được cấu tạo bằng ba gương phẳng G1, G2, G3. Khoảng cách giữa hai gương G1 và G2 là L_1 . Trong phần này của BCH sẽ hình thành các mode dọc với hiệu tần số được xác định bằng công thức:

$$\Delta\nu_{12} = \frac{c}{2L_1}$$

Tương tự như vậy, trong phần còn lại của BCH được hình thành bởi các gương G2 và G3 cũng xuất hiện các dao động dọc với hiệu tần số bằng:

$$\Delta\nu_{23} = \frac{c}{2L_2}$$

Như vậy, nếu chọn L_1 và L_2 khác nhau thì hiệu tần số giữa hai mode dọc cạnh nhau ở hai phần của BCH sẽ khác nhau.

Chỉ có những mode dọc nào mà tần số riêng của chúng trong cả hai phần của BCH trùng nhau mới là những mode chung của BCH. Kết quả là phổ dao động của BCH kép thừa đi rất nhiều so với phổ dao động của BCH bình thường (không có gương G2).

Hiệu suất của phương pháp chọn lọc mode dọc này tăng lên khi ta tăng số gương phản xạ đặt trong BCH. Tính chất này được sử dụng rộng rãi trong các Laser rắn mà ở đó người ta dùng một tập hợp gồm hai hoặc nhiều tấm phẳng đặt song song làm một mặt phản xạ còn mặt phản xạ kia là một gương điếu.

Các phương pháp chọn lọc mode này hay được dùng trong các phòng thí nghiệm nghiên cứu về thông tin quang.

CHƯƠNG 3

LASER BÁN DẪN

3.1. CHẤT BÁN DẪN VÀ TÍNH CHẤT CỦA CHẤT BÁN DẪN

3.1.1. CHẤT BÁN DẪN THUẦN

Ở nhiệt độ thấp trong tinh thể bán dẫn thuần hoàn toàn trống các điện tử, hầu hết các điện tử đều thuộc vùng hóa trị, do đó bán dẫn là chất không dẫn điện. Khi nhiệt độ mạng tinh thể tăng lên một số điện tử được kích thích bởi năng lượng nhiệt và nếu năng lượng đủ lớn để điện tử vượt qua được dải cấm, chúng sẽ chiếm một số mức năng lượng trong dải dẫn. Các điện tử sau khi dịch chuyển lên dải dẫn đồng thời cũng để lại các lỗ trống tương ứng trong dải hóa trị. Quá trình trên tạo ra điện tử tự do trong vùng dẫn và lỗ trống trong vùng hóa trị tức là tạo ra các hạt dẫn trong mạng tinh thể chất bán dẫn, chúng tạo ra khả năng dẫn điện của bán dẫn.

Nồng độ của điện tử trong bán dẫn theo năng lượng được phân bố theo phân bố xác suất Fermi-Dirac:

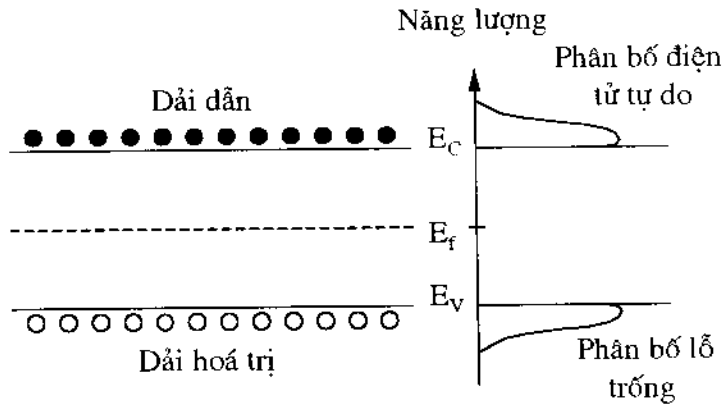
$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{KT}\right)} \quad (3-1)$$

trong đó : $F(E)$ là xác suất tìm thấy điện tử tại mức năng lượng E .

E_f là mức năng lượng tương ứng khi $F(E_f) = 0,5$ hay còn gọi là năng lượng Fermi.

Như vậy theo biểu thức (3-1) khi tăng nhiệt độ T thì xác suất phân bố điện tử trong dải dẫn tăng lên, tức là luôn xuất hiện điện tử trong

dải dẫn. Ngược lại khi nhiệt độ giảm dần tới không thì xác suất xuất hiện điện tử trong dải dẫn hầu như bằng không.



Hình 3.1. Mức năng lượng và phân bố các hạt dẫn theo các mức năng lượng trong bán dẫn thuần.

Nồng độ điện tử tự do n trong vùng dẫn được xác định bằng tích giữa nồng độ mức năng lượng trong vùng dẫn và xác suất xuất hiện điện tử trong các mức năng lượng đó rồi tích phân trên toàn dải.

$$n = \int_{E_C}^{\infty} S(E).F(E)dE \quad (3-2)$$

Do nồng độ điện tử trong dải dẫn tập trung chủ yếu gần mức năng lượng E_C và hầu như không tồn tại ở các mức năng lượng cao, nên ta có thể tính toán xấp xỉ :

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_f}{KT}\right) \quad (3-3)$$

trong đó : $N_C = \frac{2(2\pi m_e KT)^{3/2}}{h^2}$;

m_e là khối lượng của điện tử ;

K là hằng số Boltzmann ;

h là hằng số Planck.

Tương tự như trên, mật độ lỗ trống p tương ứng trong dải hóa trị có thể xác định bởi:

$$p \approx N_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v}{KT}\right) \quad (3-4)$$

$$\text{với } N_v = \frac{2(2\pi \cdot m_p KT)^{3/2}}{h^2}.$$

m_p là khối lượng hiệu dụng của lỗ trống.

Các điện tử trong vùng hóa trị được kích thích bởi nhiệt độ sẽ dịch chuyển lên dải dẫn và để lại các lỗ trống tương ứng trong dải hóa trị. Do đó trong chất bán dẫn thuần nồng độ điện tử trong dải dẫn n phải bằng nồng độ lỗ trống trong dải hóa trị.

$$N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{KT}\right) = N_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v}{KT}\right) \quad (3-5)$$

$$\text{hay: } E_f = \frac{E_g}{2} + \frac{KT}{2} \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right) \quad (3-6)$$

trong đó : E_g là độ rộng dải cấm của bán dẫn. Do $N_v \approx N_c$ nên $E_f \approx E_g / 2$. Như vậy trong bán dẫn thuần có thể coi mức năng lượng Fermi nằm ở giữa dải dẫn và dải hóa trị. Nếu coi nồng độ hiệu dụng hạt dẫn trong bán dẫn là n_i đặc trưng cho nồng độ hạt dẫn n và p thì:

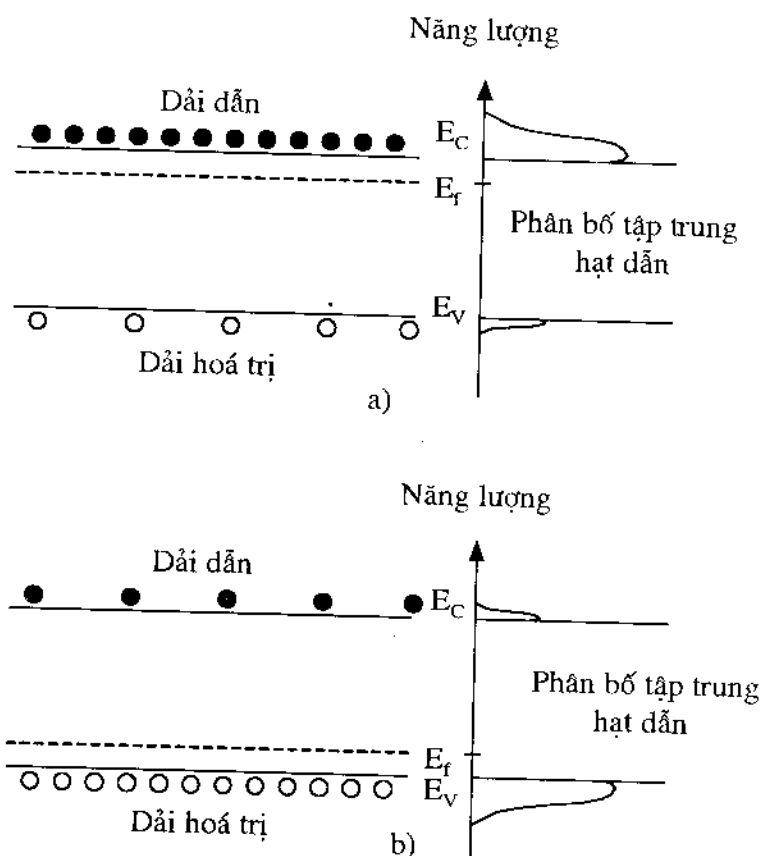
$$\begin{aligned} n_i &= \sqrt{p \cdot n} \\ &= \left[N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{KT}\right) \cdot N_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v}{KT}\right) \right]^{1/2} \\ &= \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_c - E_v}{2KT}\right) \end{aligned}$$

$$\text{Vậy } n_i = \frac{2(2\pi \cdot KT)^{3/2}}{h^2} (m_e m_p)^{3/4} \exp\left(-\frac{E_g}{2KT}\right) \quad (3-7)$$

Tóm lại, trong chất bán dẫn, nếu giữ nhiệt độ không đổi thì nồng độ hạt dẫn hiệu dụng luôn không đổi cả đối với bán dẫn thuần và bán dẫn pha tạp và không phụ thuộc vào E_f nhưng lại phụ thuộc vào độ rộng dải cấm của bán dẫn.

3.1.2. BÁN DẪN PHA TẠP

Để tăng khả năng dẫn điện của bán dẫn, người ta pha một lượng nhỏ các nguyên tử tạp chất vào mạng tinh thể của bán dẫn. Có hai loại bán dẫn pha tạp là loại p nếu nguyên tử tạp chất có ít hơn một điện tử ở lớp ngoài cùng so với bán dẫn, và là loại n nếu nguyên tử tạp chất có nhiều hơn một điện tử ở lớp ngoài cùng so với bán dẫn. Trong bán dẫn loại n một điện tử của nguyên tử tạp chất không liên kết chặt với mạng tinh thể sẵn sàng di chuyển và tham gia vào quá trình dẫn điện.



Hình 3.2. Mức năng lượng Fermi, phân bố tập trung hạt dẫn trong
a) bán dẫn loại n ; b) bán dẫn loại p .

Tương tự như thế, trong bán dẫn p mỗi nguyên tử tạp chất cũng đóng góp một lỗ trống trong dải hóa trị. Nồng độ pha tạp của bán dẫn

loại n là N_d và loại p là N_a xác định giá trị mức năng lượng Fermi của bán dẫn theo biểu thức:

$$n = N_d = \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{KT}\right) N_c \quad (3-8)$$

$$E_f = E_c + KT \ln\left(\frac{N_d}{N_c}\right) \quad (3-9)$$

$$p = N_a = N_v \exp\left(-\frac{E_{fp} - E_v}{KT}\right) \quad (3-10)$$

$$E_{fp} = E_v - KT \ln\left(\frac{N_a}{N_v}\right) \quad (3-11)$$

Như vậy theo biểu thức (3-9) và (3-11) thì bán dẫn pha tạp loại n có mức năng lượng Fermi tăng dần tiến tới gần đáy của dải dẫn khi nồng độ pha tạp N_d tăng, ngược lại mức năng lượng Fermi trong bán dẫn loại p lại giảm dần tới đỉnh dải hóa trị khi nồng độ pha tạp N_a tăng. Phân bố tập trung điện tử lỗ trống như hình 3-2.

3.2. TIẾP GIÁP P-N

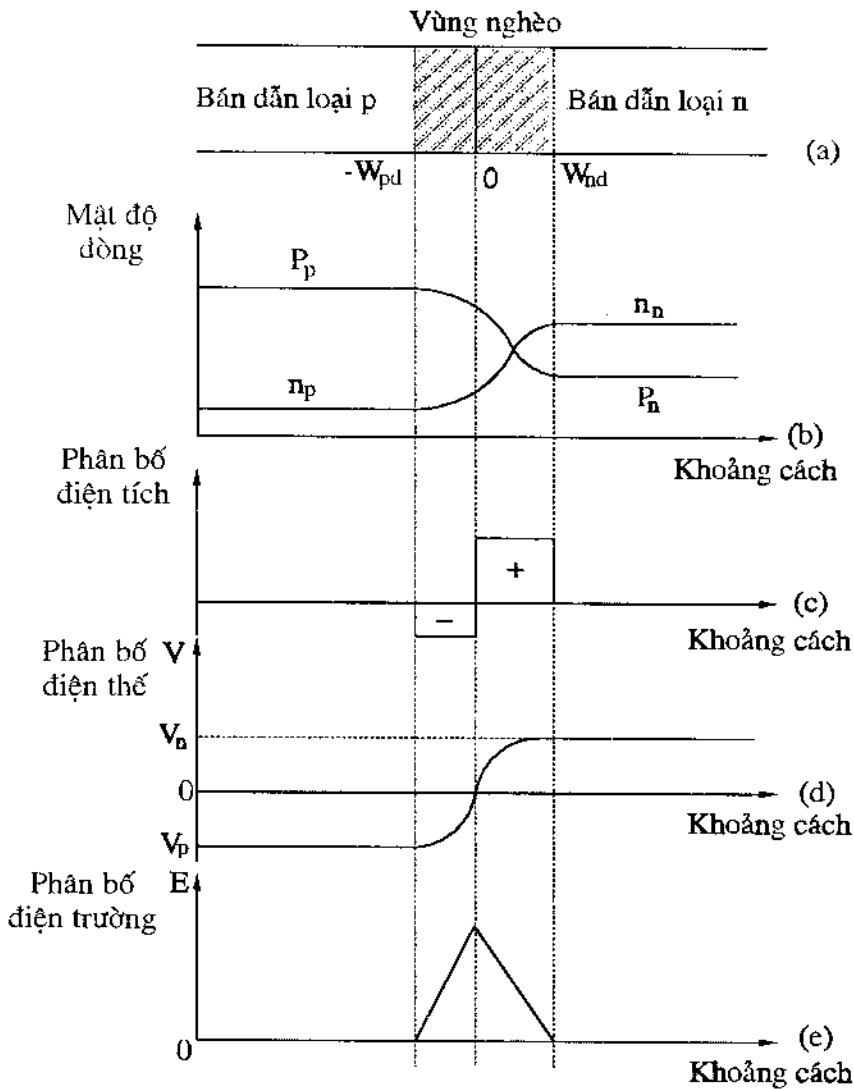
Cấu tạo cơ bản của các loại nguồn quang là các tiếp giáp bán dẫn p-n. Có hai loại tiếp giáp, tiếp giáp p-n hình thành từ hai chất bán dẫn và nếu chúng có độ rộng dải cấm như nhau thì được gọi là tiếp giáp đơn thể, ngược lại được gọi là tiếp giáp dị thể.

3.2.1. TIẾP GIÁP P-N KHÔNG ĐƯỢC PHÂN CỰC

Phân bố hạt dẫn trong tiếp giáp đơn thể không được phân cực được biểu diễn trên hình 3.3. Lỗ trống được tập trung với nồng độ cao trong bán dẫn loại p, nơi mà lỗ trống là hạt dẫn đa số, điện tử tập trung nhiều tại bán dẫn loại n nơi điện tử là hạt dẫn đa số.

Do phân bố nồng độ không đồng đều hai bên của tiếp giáp p-n nên các hạt dẫn đa số điện tử và lỗ trống có xu hướng khuếch tán theo chiều Gradient nồng độ phân bố của chúng. Khi điện tử và lỗ trống vượt qua tiếp giáp chúng lại trở thành hạt thiểu số và tái hợp với hạt đa

số làm giảm nồng độ hạt dẫn trong vùng khuếch tán. Vùng khuếch tán còn được gọi là vùng nghèo bởi vì trong vùng này nồng độ hạt dẫn nhỏ hơn rất nhiều so với nồng độ hạt đa số (điện tử và lỗ trống) ban đầu. Như vậy vùng nghèo tồn tại ở cả hai bên của tiếp giáp p-n.



Hình 3.3. Tiếp giáp p-n không được phân cực : a) Tiếp giáp p-n ;
b) Phân bố hạt dẫn ; c) Phân bố điện tích ; d) Biến thiên điện thế ;
e) Phân bố điện trường.

Điện tử trong bán dẫn n của tiếp giáp sau khi khuếch tán qua tiếp giáp để lại nguyên tử mang điện tích dương do đó vùng nghèo trong bán dẫn n của tiếp giáp p - n lại mang điện tích dương. Cũng như thế lỗ trống sau khi khuếch tán qua tiếp giáp, tái hợp để lại trong bán dẫn p những nguyên tử mang điện tích âm vì vậy vùng nghèo trong phần bán dẫn p lại mang điện tích âm. Quá trình khuếch tán và để lại các nguyên tử mang điện tích, sẽ tạo ra một điện trường nội, hướng từ n sang p , chính điện trường này lại hạn chế sự khuếch tán của các hạt đa số, đồng thời tăng cường dòng trôi theo chiều ngược với dòng khuếch tán.

Dòng trôi của điện tử được phóng vào bán dẫn p là:

$$J_{ndrif} = -nq\mu_n E,$$

trong đó : $E = -\frac{dV}{dx}$ và μ_n là độ linh động của điện tử.

Tương tự như thế, dòng trôi của lỗ trống đi vào bán dẫn n là:

$$J_{pdrif} = -nq\mu_p E$$

trong đó : $E = -\frac{dV}{dx}$ và μ_p là độ linh động của lỗ trống.

Như vậy dòng trôi của điện tử và lỗ trống đều phụ thuộc vào cường độ điện trường của tiếp giáp. Trong khi dòng trôi của các hạt dẫn phụ thuộc vào cường độ điện trường thì dòng khuếch tán của các hạt đa số qua tiếp giáp lại phụ thuộc vào gradient nồng độ của chúng. Dòng

khuếch tán của các lỗ trống trong bán dẫn loại n là: $J_{pdiff} = -D_p \frac{qdp_n}{dx}$

và của điện tử trong bán dẫn loại p là: $J_{ndiff} = -D_n \frac{qdn_p}{dx}$.

trong đó : D_p, D_n lần lượt là hệ số khuếch tán của lỗ trống và điện tử.

Khi không phân cực ngoài cho tiếp giáp p - n , tổng các dòng chảy qua tiếp giáp bằng không tức là dòng trôi và dòng khuếch tán bằng nhau nhưng có chiều ngược nhau.

$$J_{diff} + J_{drif} = 0$$

$$nq\mu_n \frac{dV}{dx} - D_n \frac{qdn_p}{dx} = 0 \quad (3-12)$$

$$\text{và } dV = \frac{D_n}{\mu_n} \frac{dn_p}{n}$$

Lấy tích phân theo ngưỡng của cả hai vế của biểu thức (3-12) với $V_p < V < V_n$ là giới hạn điện áp trên vùng nghèo và $n_p < n < n_n$ là giới hạn nồng độ điện tử. Nếu V_B là rào thế của tiếp giáp p-n, $V_B = V_n - V_p$ thì ta có:

$$V_B = \frac{D_n}{\mu_n} \cdot \ln \left(\frac{n_n}{n_p} \right) \quad (3-13)$$

Khi $n_n = N_d$ và $n_i^2 = np = N_a \cdot n_p$ và $\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{KT}{q}$ thì:

$$\begin{aligned} V_B &= \frac{D_n}{\mu_n} \cdot \ln \left(\frac{N_d \cdot N_a}{n_i^2} \right) \\ &= \frac{KT}{q} \cdot \ln \left(\frac{N_d \cdot N_a}{n_i^2} \right) \end{aligned} \quad (3-14)$$

$$\text{Vì } n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_g / KT)$$

$$\begin{aligned} V_B &= \frac{KT}{q} \cdot \ln \left(\frac{N_d N_a}{N_c N_v} \cdot \exp(E_g / KT) \right) \\ &= \frac{E_g}{q} + \frac{KT}{q} \cdot \ln \left(\frac{N_d N_a}{N_c N_v} \right) \end{aligned} \quad (3-15)$$

Từ biểu thức trên ta có thể nhận được biểu thức xác định mối quan hệ giữa rào thế của lớp tiếp giáp p-n và độ rộng dải cấm của bán dẫn cùng nhiệt độ làm việc, nồng độ pha tạp N_d , N_a của bán dẫn. Nồng độ pha tạp tăng dẫn đến điện thế rào tăng.

Nồng độ hạt dẫn biến thiên dọc theo chiều dài của vùng nghèo. Chúng ta có thể xác định cụ thể quy luật biến đổi của chúng từ các điều kiện bờ của vùng nghèo. Tại vị trí $x = -w_{ap}$ từ (3-14) ta có thể viết:

$$\frac{qV_B}{KT} = \ln \left(\frac{N_d N_a}{n_i^2} \right)$$

do đó ta có:
$$\frac{N_d N_a}{n_i^2} = \exp \left(\frac{qV_B}{KT} \right)$$

tại $x = -w_{dp}$ thì $n_i^2 = n_p N_a$

nên
$$\frac{N_d N_a}{n_p N_a} = \exp \left(\frac{qV_B}{KT} \right)$$

Từ đó, ta có thể tìm được nồng độ hạt dẫn thiểu số ở bờ vùng nghèo trong bán dẫn loại p là:

$$n_p = N_d \exp \left(-\frac{qV_B}{KT} \right) \quad (3-16)$$

Tương tự như trên ta hoàn toàn có thể xác định được nồng độ hạt dẫn thiểu số tại bờ vùng nghèo trong bán dẫn loại n :

$$p_n = N_a \exp \left(-\frac{qV_B}{KT} \right) \quad (3-17)$$

Như vậy chúng ta có thể thấy dọc theo vùng nghèo nồng độ hạt dẫn giảm dần từ giá trị lớn nhất N_d và N_a đến n_p và p_n .

3.2.2. TIẾP GIÁP P-N ĐƯỢC PHÂN CỰC THUẬN

Trong phần trên ta đã xét, khi không đặt điện áp ngoài lên tiếp giáp $p-n$, tổng các dòng khuếch tán và dòng trôi qua tiếp giáp bằng không tức là không có dòng chạy qua tiếp giáp, và vùng nghèo xuất hiện trong phạm vi tái hợp của các hạt dẫn. Nếu bây giờ phân cực thuận cho tiếp giáp tức đặt một nguồn cung cấp điện cho bán dẫn thì trạng thái cân bằng dòng trôi và dòng kích thích bị phá vỡ do đó sẽ xuất hiện dòng điện chạy qua tiếp giáp. Nếu V là điện áp ngoài phân cực thuận thì điện áp đặt lên tiếp giáp sẽ là: $V_d = V_B - V$. Nồng độ hạt dẫn thiểu số tại bờ của vùng nghèo bây giờ được tính bởi:

$$\begin{aligned} n_p &= N_d \exp\left(-\frac{qV_d}{KT}\right) \\ &= N_d \exp\left(-\frac{qV_B}{KT}\right) \cdot \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) \end{aligned} \quad (3-18)$$

$$\begin{aligned} p_n &= N_a \exp\left(-\frac{qV_d}{KT}\right) \\ &= N_a \exp\left(-\frac{qV_B}{KT}\right) \cdot \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) \end{aligned} \quad (3-19)$$

Thay các biểu thức (3-16) và (3-17) vào hai biểu thức trên ta có:

$$n_p' = n_p \cdot \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) \quad (3-20)$$

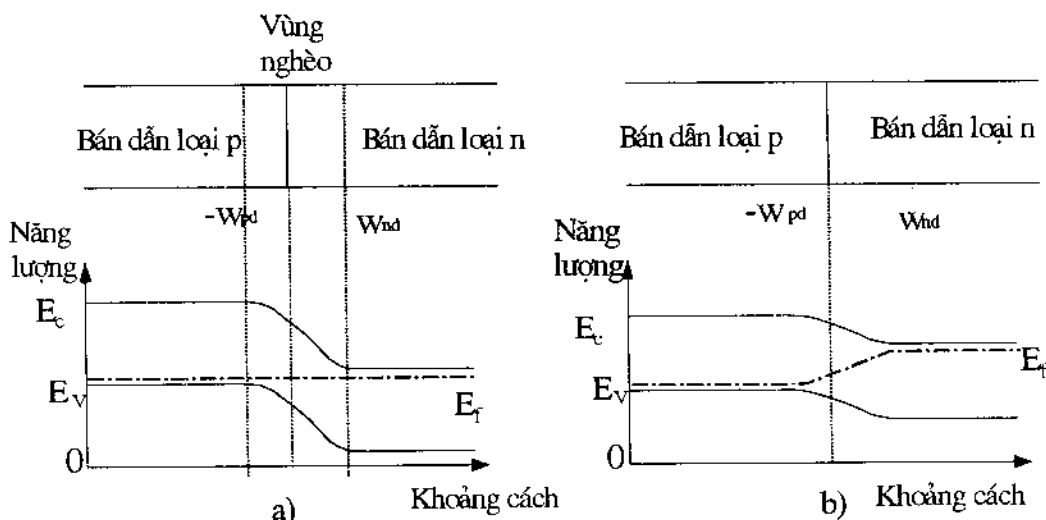
$$p_n = p_n \cdot \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) \quad (3-21)$$

Như vậy nồng độ hạt thiếu số tại bờ của tiếp giáp phân cực thuận lại tỉ lệ theo hàm mũ với điện áp phân cực. Nồng độ hạt dẫn thiếu số tăng nhanh có một nguyên nhân chính là do dòng khuếch tán của hạt đa số tăng nhanh.

Để tìm được biểu thức xác định dòng qua tiếp giáp p-n, để đơn giản ta giả sử rằng các dòng thành phần qua tiếp giáp chỉ là dòng khuếch tán của các hạt đa số mà không tính đến sự tái hợp của chúng. Hạt dẫn thiểu số tập trung trong bán dẫn p biến thiên từ n_p' tại bờ của vùng nghèo tới giá trị lớn nhất n_p tại điểm tiếp xúc. Cũng như thế trong bán dẫn n nồng độ hạt thiểu số thay đổi từ giá trị nhỏ nhất tại bờ vùng nghèo p_n tới giá trị lớn nhất p_n' tại điểm tiếp xúc. Dòng khuếch tán bây giờ có thể tính:

$$\begin{aligned} J &= D_n q \frac{dn}{dx} - D_p q \frac{dp}{dx} \\ &= D_n q \frac{(n_p - n_p)}{(x_p - w_{pd})} - D_p q \frac{(p_n - p_n)}{(x_n - w_{nd})} \end{aligned} \quad (3-22)$$

trong đó : x_p và x_n là chiều rộng tương ứng của bán dẫn p và n.



Hình 3.4. Giản đồ năng lượng của tiếp giáp diode p-n :

a) Không phân cực ; b) Phân cực thuận.

Chiều rộng vùng nghèo ở hai bên của tiếp giáp giảm đi đáng kể khi được phân cực thuận, vì vậy trong biểu thức trên ta có thể bỏ qua w_{pd} và w_{nd} so với x_p và x_n . Biểu thức trên sẽ được viết lại:

$$\begin{aligned}
 J &= D_n q \frac{(n_p' - n_p)}{x_p} - D_p q \frac{(p_n' - p_n)}{x_n} \\
 &= \left(\frac{D_n q n_p}{x_p} + \frac{D_p q p_n}{x_n} \right) \cdot \left\{ \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right\} \quad (3-23) \\
 &= J_0 \cdot \left\{ \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right\}
 \end{aligned}$$

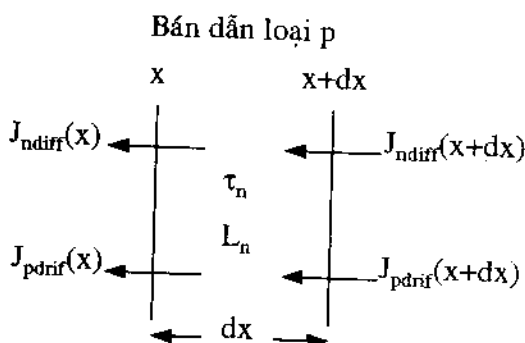
$$\text{với } J_0 = \left(\frac{D_n q n_p}{x_p} + \frac{D_p q p_n}{x_n} \right)$$

Như vậy dòng chảy qua tiếp giáp hay diode có dạng như biểu thức (3-23) khi không quan tâm đến hiện tượng tái hợp của các hạt dẫn.

Nếu xét đến ảnh hưởng của tái hợp các hạt dẫn đến dòng điện chảy qua diode, tức là quá trình tái hợp giữa điện tử được phóng vào bán

33-3836-1000

$$J_t = J_{\text{ndiff}} + J_{\text{pdif}} \quad (3-24)$$



Hình 3.5. Mật độ dòng tại một điểm trong bán dẫn loại p khi phân cực thuận cho tiếp giáp p-n.

Trong hình 3-5 mô tả trạng thái dòng tại một điểm trong bán dẫn loại p. Tái hợp của các hạt dẫn được đặc trưng bởi thời gian sống của hạt dẫn τ_n , đó chính là thời gian cần thiết để nồng độ hạt dẫn giảm xuống e lần so với giá trị ban đầu. Do dòng qua vùng bán dẫn p là không đổi nên ta có thể viết:

$$\frac{d}{dx} J_1 = 0$$

$$\text{hay } \frac{d}{dx} J_{\text{ndiff}} + \frac{d}{dx} J_{\text{pdif}} = 0 \quad (3-25)$$

Vậy diện tích bị tiêu hao trong quá trình tái hợp trên một đơn vị dx sẽ là:

$$Q = \frac{q(n - n_p)}{\tau_n} A dx \quad (3-26)$$

trong đó : A là tiết diện của tiếp giáp p-n.

Lớp tiếp giáp ngoài của bán dẫn p sẽ bù lại điện tích cho quá trình trên và do đó $Q = dI_{pdiff}$ có nghĩa là:

$$\begin{aligned} dI_{pdiff} &= q \frac{(n - n_p)}{\tau_n} A dx \\ \frac{d}{dx} J_{pdiff} &= q \frac{(n - n_p)}{\tau_n} \end{aligned} \quad (3-27)$$

Dòng khuếch tán bây giờ sẽ là:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} J_{ndiff} &= - \frac{d}{dx} \left(q D_n \frac{dn}{dx} \right) \\ &= - q D_n \frac{d^2 n}{dx^2} \end{aligned} \quad (3-28)$$

Thay hai phương trình (3-27) và (3-28) vào phương trình (3-26) ta có:

$$D_n \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{(n - n_p)}{\tau_n} = 0 \quad (3-29)$$

Để giải phương trình trên ta cần sử dụng các điều kiện bờ của bài toán. Tức là $n = n_p$ tại $x=0$ và $n=n_p$ tại $x=-x_p$ và nếu coi bề rộng của vùng nghèo là rất nhỏ so với chiều dài của diode. Phương trình (3-29) sẽ trở thành:

$$n(x) - n_p = (n_p' - n_p) \exp \left(\frac{-x}{\sqrt{D_n \tau_n}} \right) \quad (3-30)$$

Từ phương trình (3-30), ta nhận thấy mật độ dòng trôi giảm đi e lần so với giá trị ban đầu sau một quãng đường là $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$, đó chính là

chiều dài khuếch tán của điện tử. Hoàn toàn tương tự ta có thể tìm được chiều dài khuếch tán của lỗ trống L_p với:

$$p(x) - p_n = (p_n' - p_n) \exp\left(\frac{-x}{\sqrt{D_p \tau_p}}\right) \quad (3-31)$$

Và chiều dài khuếch tán của lỗ trống được xác định: $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$

3.2.3. PHƯƠNG TRÌNH TỐC ĐỘ BỨC XẠ

Trong các phần trước chúng ta đã nghiên cứu nguyên lý cơ bản quá trình hình thành bức xạ photon trong các diode bán dẫn, nhưng chưa xét đến tốc độ bức xạ của chúng, tức công suất phát quang của diode. Để đơn giản, giả sử rằng nồng độ điện tử và lỗ trống lúc đầu ở hai bên của tiếp giáp là một số không thay đổi.

Quá trình tái hợp của các điện tử trong dải dẫn và các lỗ trống trong dải hóa trị sẽ tạo ra ánh sáng. Chúng ta đã khảo sát sự tái hợp của điện tử và lỗ trống ở cả hai bên của tiếp giáp $p-n$ khi diode không được phân cực ngoài. Nếu vật liệu bán dẫn là chất có dịch chuyển trực tiếp thì mỗi cặp điện tử và lỗ trống tái hợp sẽ tạo ra một photon. Do đó tốc độ của quá trình sinh photon sẽ tỷ lệ với nồng độ điện tử n trong dải dẫn và nồng độ lỗ trống p trong dải hóa trị và tỉ lệ với khả năng hấp thụ photon của vật liệu, tức là:

$$\frac{d\phi}{dt} = anp - b\phi \quad (3-32)$$

trong đó : a, b là các hằng số có liên quan tới quá trình tạo và hấp thụ photon, ϕ có đơn vị là photon/m³.

Để tạo ra một photon phải có một cặp điện tử và lỗ trống tái hợp với nhau do vậy : $dn / dt = -d\phi / dt$ tức là tốc độ giảm nồng độ điện tử :

$$\frac{dn}{dt} = -anp + b\phi \quad (3-33)$$

Các phương trình (3-32) và (3-33) đều có dạng không tuyến tính, tuy thế cũng có thể có kết quả xấp xỉ bằng cách, lấy kết quả của trạng thái ổn định, sau đó tìm kết quả thực nhờ thêm các thành phần vi phân.

Trong trạng thái ổn định, tốc độ tạo ra photon bằng tốc độ thay đổi nồng độ của điện tử và do vậy:

$$a.n_e.p_e = b\phi_e \quad (3-34)$$

Nếu phá cân bằng, bằng cách phóng một lượng nhỏ điện tử vào tương đương với thêm một lượng vi phân vào hai vế của phương trình (3-33) thì:

$$\frac{d}{dt}(n_e + \delta n) = -a(n_e + \delta n)(p_e + \delta p) + b(\phi_e + \delta \phi) \quad (3-35)$$

Từ phương trình (3-35) và chú ý rằng $\delta n = \delta p$ thì:

$$\frac{d}{dt}\delta n = -a\delta n(n_e + p_e) + b\delta \phi \quad (3-36)$$

trong đó : ta giả sử rằng δn và δp là các giá trị rất nhỏ, do đó tích $\delta n.\delta p \approx 0$.

Thành phần đầu tiên trong biểu thức (3-36) là tốc độ thay đổi nồng độ điện tử trong quá trình tạo ra photon, do đó ta có thể viết:

$$\frac{d}{dt}\delta n = -\frac{\delta n}{\tau_r} \quad (3-37)$$

trong đó : τ_r là thời gian tái hợp có bức xạ, được xác định bằng:

$$\tau_r = \frac{1}{a(n_e + p_e)} \quad (3-37b)$$

Nhưng trong quá trình tái hợp điện tử-lỗ trống có những quá trình không tạo ra photon mà rơi vào các bẫy trong cấu trúc mạng tinh thể và tạo ra phonon. Do vậy, tốc độ của quá trình tái hợp cặp điện tử lỗ trống phải kể đến quá trình tái hợp không bức xạ.

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\delta n &= -\frac{\delta n}{\tau_r} - \frac{\delta n}{\tau_{nr}} \\ &= -\frac{\delta n}{\tau_n}\end{aligned}\quad (3-38)$$

Với τ_{nr} là thời gian tái hợp không bức xạ của cặp điện tử-lỗ trống ;
và τ_n là thời gian tái hợp của cặp điện tử-lỗ trống và được xác định bởi $1/\tau_n = 1/\tau_r + 1/\tau_{nr}$

Kết quả của phương trình (3-38) là một hàm mũ được xác định bởi:

$$\delta n(t) = \delta n(0) \cdot \exp(-t/\tau_n) \quad (3-39)$$

Bây giờ phương trình (3-36) có thể viết lại:

$$\frac{d}{dt}\delta n = -\frac{\delta n}{\tau_n} + b\delta\phi \quad (3-40)$$

Tương tự với phương trình tốc độ đối với photon (3-32), ta có:

$$\frac{d}{dt}\phi = \frac{\delta n}{\tau_r} - b\delta\phi \quad (3-41)$$

Từ hai phương trình (3-40) và (3-41) ta thấy rằng nếu tăng nồng độ photon thì nồng độ điện tử sẽ tăng (3-40) và cũng chính vì thế mà nồng độ photon lại cũng tăng (3-41) vì vậy có thể nói hai phương trình (3-40) và (3-41) có một mối quan hệ mật thiết với nhau.

Khi tiếp giáp diode được phân cực thuận, như trong phần trước thì sự thay đổi nồng độ điện tử sẽ phụ thuộc vào mật độ dòng phóng các hạt dẫn, tái hợp điện tử-lỗ trống và hấp thụ photon. Khi đó phương trình tốc độ đối với điện tử được viết:

$$\frac{d}{dt}\delta n = \frac{1}{q} \frac{dJ}{dx} - \frac{\delta n}{\tau_n} + b\delta\phi \quad (3-42)$$

Nếu bỏ qua hiện tượng hấp thụ photon và cho rằng photon được tạo ra do dòng phóng lớn, thì hệ phương trình tốc độ sẽ được viết lại như sau:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\delta n}{\tau_r} \quad (3-43)$$

$$\text{và} \quad \frac{d}{dt} \delta n = \frac{1}{q} \frac{dJ}{dx} - \frac{\delta n}{\tau_n} \quad (3-44)$$

Vậy khi tăng mật độ dòng phóng sẽ tăng nồng độ photon tạo ra.

Cũng cần chú ý rằng do có dòng phóng mà thời gian tái hợp bức xạ sẽ thay đổi tức là (3-37b) phải được viết lại như sau:

$$\tau_r = \frac{1}{a(n_e + p_e + \delta n)} \quad (3-45)$$

Từ biểu thức (3-45) cho thấy τ_r bao gồm hai phân: Khi dòng phóng có mật độ lớn tức $\delta n \gg (n_e + p_e)$ thì τ_r phụ thuộc chủ yếu vào mật độ dòng phóng, ngược lại khi dòng phóng có mật độ nhỏ tức $\delta n \ll (n_e + p_e)$ thì τ_r không phụ thuộc vào mật độ dòng phóng.

Hiệu suất của quá trình tái hợp cặp điện tử-lỗ trống có bức xạ sẽ được đánh giá bằng tỷ số giữa tốc độ tái hợp có bức xạ và tốc độ tái hợp tổng, tức là:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\delta n / \delta \tau_r}{\delta n / \delta \tau_n} \\ &= \frac{\tau_n}{\tau_r} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}} \end{aligned} \quad (3-46)$$

Như vậy, để có hiệu suất bức xạ cao thì điều kiện cần phải có là thời gian tái hợp không bức xạ của cặp điện tử-lỗ trống phải lớn hơn nhiều thời gian tái hợp có bức xạ của chúng.

3.2.4. ĐIỀU KIỆN NGHỊCH ĐẢO NỒNG ĐỘ TRONG MÔI TRƯỜNG BÁN DẪN TINH THỂ

Như chúng ta đã thấy, trong môi trường bán dẫn tinh thể, các dịch chuyển vùng-vùng có thể là những dịch chuyển trực tiếp hoặc dịch chuyển không trực tiếp, tùy thuộc vào chất bán dẫn cụ thể. Hiện nay trong kỹ thuật Laser người ta mới sử dụng các vật liệu bán dẫn, mà trong đó chỉ xảy ra các hiện tượng dịch chuyển trực tiếp, để làm môi trường hoạt tính. Các dịch chuyển này đồng thời cũng là những dịch chuyển phát quang. Việc chế tạo những Laser với các dịch chuyển gián tiếp hiện nay đang gặp rất nhiều khó khăn về mặt kỹ thuật. Vì vậy, những vấn đề được trình bày dưới đây chỉ liên quan đến các chất bán dẫn cho những dịch chuyển trực tiếp.

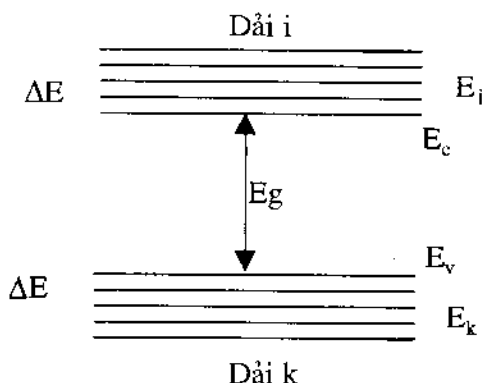
Giả sử ta đặt tinh thể bán dẫn trong một trường điện từ với tần số bằng ω . Nếu tần số này thỏa mãn điều kiện :

$$\hbar\omega > E_g$$

thì trong chất bán dẫn xuất hiện các cặp điện tử - lỗ trống. Sự hấp thụ một photon nào đó của trường điện từ ngoài chỉ có thể xảy ra khi tại vùng hóa trị có một điện tử và tại vùng dẫn có một trạng thái năng lượng còn trống và hiệu năng lượng giữa chúng phải bằng năng lượng của photon này. Đồng thời với quá trình tạo cặp điện tử-lỗ trống dưới tác dụng của trường ngoài, trong tinh thể bán dẫn còn xảy ra quá trình tái hợp cưỡng bức điện tử-lỗ trống kèm theo sự bức xạ photon với tần số bằng tần số của trường tác dụng. Ta hãy xét mối tương quan giữa hai quá trình này.

Trước hết ta tách ở vùng dẫn ra một dải năng lượng tương đối hẹp với độ rộng bằng ΔE dải k và tách ở vùng hóa trị ra một dải khác cũng với độ rộng bằng ΔE dải i (hình 3.6). Giả sử mật độ phân bố các mức năng lượng trong cả dải i và dải k là không đổi. Khi đó hai dải sẽ chứa cùng một số mức năng lượng như nhau và cùng bằng M. Nếu độ rộng ΔE được chọn đủ nhỏ thì giá trị của hàm Fermi trong phạm vi cả dải

có thể coi như không đổi và bằng giá trị trung bình của nó tại giữa dải ($E=E_i$ đối với dải i và $E=E_k$ đối với dải k).



Hình 3.6. *Giản đồ năng lượng xét điều kiện nghịch đảo nồng độ trong môi trường bán dẫn.*

Trong trường hợp này số trung bình các mức năng lượng N_k của dải k bị các điện tử chiếm đóng tức số lượng trung bình các điện tử trong dải được xác định bằng công thức :

$$N_k = f_n (E_k < E_v). M$$

Tương tự có thể tính được số trung bình các lỗ trống có trong dải k này:

$$P_k = [1 - f_n (E_k < E_v)]. M$$

Đối với dải i ta có số trung bình các điện tử và lỗ trống là:

$$N_i = f_n (E_i > E_c). M$$

$$P_i = [1 - f_n (E_i > E_c)]. M$$

Số dịch chuyển của các điện tử từ dải k lên dải i phải tỷ lệ với số lỗ trống có trong dải i, ngược lại số dịch chuyển của các điện tử từ dải i xuống dải k cũng phải tỷ lệ với số lỗ trống có trong dải k, đây chính là hệ quả của phép nhân xác suất. Thật vậy, xác suất dịch chuyển của điện tử từ mức năng lượng E_k nào đó của vùng năng lượng này đến mức E_i nào đó của vùng năng lượng khác phải được xác định bằng tích

của hai xác suất: xác suất xuất hiện điện tử tại mức E_k (mức E_k bị điện tử chiếm đóng) và xác suất xuất hiện lỗ trống tại mức E_i (mức E_i còn trống). Như vậy số dịch chuyển của các điện tử từ dải k lên dải i có kèm theo sự hấp thụ photon (các dịch chuyển hấp thụ) được xác định bởi tích:

$$N_k \cdot P_i = f_n(E_k < E_v) [1 - f_n(E_i > E_c)] M^2$$

Còn số dịch chuyển của các điện tử từ dải i xuống dải k kèm theo sự bức xạ photon (các dịch chuyển bức xạ) tỷ lệ với tích:

$$N_i \cdot P_k = f_n(E_i > E_c) [1 - f_n(E_k < E_v)] M^2$$

Công suất mà tinh thể bán dẫn hấp thụ của trường ngoài để thực hiện các dịch chuyển $k \rightarrow i$ bằng:

$$\begin{aligned} P_{h,t} &= \zeta B_{ki} N_k P_i \hbar \omega \\ &= \zeta B_{ki} f_n(E_k < E_v) [1 - f_n(E_i > E_c)] M^2 \end{aligned}$$

trong đó : ζ là mật độ phổ khối của bức xạ điện từ.

Ở đây ζB_{ki} là xác suất dịch chuyển của điện tử từ vùng hóa trị lên vùng dẫn.

Tương tự, ta có công suất mà chất bán dẫn bức xạ ra khi thực hiện các dịch chuyển $i \rightarrow k$.

$$P_{b,x} = \zeta B_{ki} N_i P_k \hbar \omega = \zeta B_{ik} f_n(E_i > E_v) [1 - f_n(E_k < E_v)] M^2 \cdot \hbar \omega$$

ζB_{ki} - xác suất dịch chuyển của điện tử từ vùng dẫn xuống vùng hóa trị có thể coi $B_{ki} = B_{ik}$. Ta hãy thiết lập hiệu giữa công suất bức xạ và công suất hấp thụ trên dịch chuyển $k \rightarrow i$.

$$\begin{aligned} P &= P_{b,x} - P_{h,t} \\ &= \zeta B_{ik} M^2 \hbar \omega \{ f_n(E_i > E_c) [1 - f_n(E_k < E_v)] - f_n(E_k < E_v) [1 - f_n(E_i > E_c)] \} \end{aligned}$$

$$= \zeta B_{kk} M^2 \hbar \omega \{ f_n(E_i > E_c) - f_n(E_k < E_v) \}$$

Từ công thức trên chúng ta thấy rằng : để ζ tinh thể bán dẫn có thể khuếch đại được tín hiệu đi qua nó, hiệu công suất ΔP phải dương, tức là:

$$f_n(E_i > E_c) > f_n(E_k < E_v)$$

Điều này có nghĩa là tại vùng dẫn của chất bán dẫn phải có những mức năng lượng mà xác suất chiếm đóng của các điện tử ở đó lớn hơn xác suất chiếm đóng của chúng đối với một số mức nào đó của vùng hóa trị.

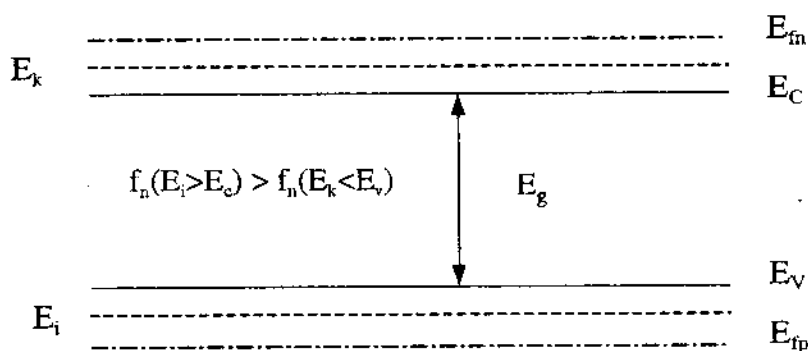
Sử dụng biểu thức của hàm phân bố Fermi, điều kiện nghịch đảo nồng độ có thể viết dưới dạng sau đây:

$$\frac{1}{e^{\frac{E_i - E_{fn}}{KT}} + 1} > \frac{1}{e^{\frac{E_k - E_{fp}}{KT}} + 1}$$

Từ đây ta có:

$$E_{fn} - E_{fp} > E_i - E_k$$

Vì $E_i - E_k = \hbar \omega$, do đó : $E_{fn} - E_{fp} > \hbar \omega$.



Hình 3.7. Các mức năng lượng chuẩn Fermi của bán dẫn suy biến.

Như vậy, muốn tạo ra khuếch đại công suất, hiệu giữa các mức Fermi phải lớn hơn năng lượng của photon. Điều này chỉ có thể xảy ra trong các bán dẫn suy biến. Xem hình 3.7, trong đó E_{fn} , E_{fp} chính là các mức chuẩn Fermi. Bức xạ của Laser được hình thành trong giới hạn từ :

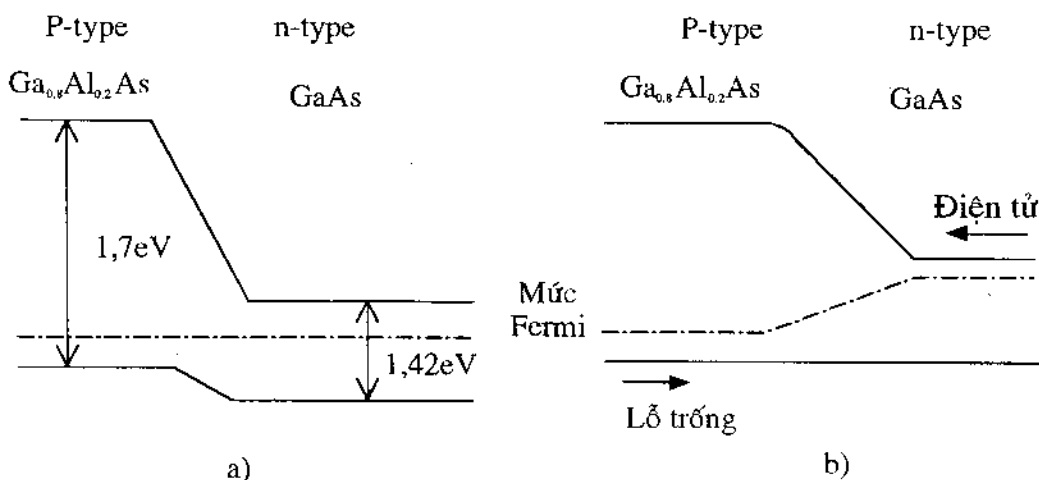
$$\Delta E_f = E_{fn} - E_{fp} \text{ đến } E_g = E_c - E_v$$

3.3. CẤU TRÚC TIẾP GIÁP DI THỂ P-N

Như ta đã biết, bình thường ở diode, phát xạ ánh sáng có thể xảy ra ở cả hai phía của tiếp giáp P-N. Chính vì vậy hiệu suất phát quang của diode rất thấp. Tuy nhiên, nếu tập trung sự tái hợp các hạt đa số vào một vùng kích thước nhỏ, thì mật độ công suất ánh sáng phát ra sẽ tăng lên. Ta có thể thực hiện được điều đó bằng cách hình thành một tiếp giáp giữa hai chất bán dẫn có độ rộng dải cấm khác nhau (tiếp giáp dị thể- Heterojunction), tạo ra hàng rào thế, hàng rào này ngăn cản các hạt dẫn đi sâu vào trong mạng tinh thể bán dẫn. Để “giam” cả điện tử và lỗ trống ta cần phải sử dụng hai tiếp giáp dị thể, gọi là dị thể kép hay cấu trúc DH (Double-Heterojunction). Mặc dù hầu hết LED và Laser đều dùng cấu trúc dị thể kép, nhưng để thấy rõ ưu việt của cấu trúc DH, trước hết ta bắt đầu bằng việc khảo sát một diode có tiếp giáp dị thể đơn hay SH(Single Heterojunction).

Hình 3.8a mô tả giản đồ năng lượng của một SH diode trong trường hợp tiếp giáp không được phân cực và phân cực thuận. Đây là tiếp giáp đặc biệt được chế tạo bởi $Ga_{0.8}Al_{0.2}As$ có dải cấm rộng và GaAs có dải cấm hẹp (chỉ số bên dưới tương ứng với tỉ lệ các nguyên tố tạo thành hợp kim). Các diode này được gọi là P-n, hoặc N-p, với chữ cái viết hoa biểu thị chất bán dẫn có dải cấm rộng hơn (sử dụng rộng rãi nhất là sulfure (S) cho loại n và kẽm (Zn) cho loại p). Từ giản đồ có thể thấy rằng rào thế đối với lỗ trống δE_v , thấp hơn so với rào thế của điện tử δE_c . Điều này càng thể hiện rõ khi

diode được phân cực thuận (hình 3.8b), vì dưới điện áp phân cực thuận, các lỗ trống được phun vào vùng bán dẫn loại n, trong khi đó các điện tử lại không thể vượt qua được hàng rào thế để đi vào vùng bán dẫn P được. Do đó, có một số lượng lớn lỗ trống trong vùng bán dẫn loại n GaAs, và chúng sẽ tái hợp với nhau trong khoảng chiều dài khuếch tán của tiếp giáp, vùng này được gọi là vùng hoạt tính.



Hình 3.8. Giản đồ năng lượng của tiếp giáp dị thể :

a) Không phân cực, b) Phân cực thuận.

Cấu trúc dị thể kép DH sẽ giam lỗ trống và điện tử vào trong một lớp hoạt tính cực hẹp. Trên hình 3.9 cho thấy hàng rào thế ở mỗi bên của vùng hoạt tính sẽ ngăn cản các hạt đa số di chuyển, vì vậy dưới điện áp phân cực thuận, sẽ có một số lượng lớn các hạt đa số được phun vào vùng hoạt tính. Tái hợp của các hạt đa số sẽ diễn ra trong lớp hoạt tính kích thước nhỏ vì thế diode có hiệu suất phát quang cao. Một ưu điểm nữa của diode Laser có cấu trúc DH là chiết suất trong vùng hoạt tính cao hơn các vùng xung quanh, nên ánh sáng phát ra là một chùm tia hẹp có độ tập trung cao cũng giống như trong sợi quang chiết suất bậc SI.

Để diode phát quang trong vùng cửa sổ thứ hai và thứ ba, tức là ở vùng bước sóng $1,3\mu\text{m}$ và $1,5\mu\text{m}$, diode thường được chế tạo từ hợp kim $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ bao quanh bởi Indium phosphide InP . Để đảm bảo vùng hoạt tính cho dịch chuyển trực tiếp thì x cần nhỏ hơn $0,47$ và $y \approx 2,2x$. Với các giá trị của x và y như trên ta có thể ước lượng dải cấm của lớp hoạt tính theo công thức kinh nghiệm sau:

$$E_g = 1,35 - 1,89x + 1,48x^2 - 0,56x^3 \quad (3-49)$$

Chỉ số chiết suất cho bởi:

$$n^2 = 9,6 + 4,52x - 37,62x^2 \quad (3-50)$$

Ví dụ $\text{In}_{0,74}\text{Ga}_{0,26}\text{As}_{0,56}\text{P}_{0,44}$ có năng lượng dải cấm là $0,95\text{eV}$ dẫn tới bước sóng phát xạ là $1,3\mu\text{m}$.

3.4. DIODE PHÁT QUANG

Hiện nay người ta thường sử dụng chủ yếu hai loại LED trong các hệ thống thông tin cáp sợi quang là SLED phát xạ mặt (Surface Light Emitting Diode) và ELED phát xạ cạnh (Edge Light Emitting Diode). Cả hai loại này đều dùng cấu trúc dị thể kẹp để “giảm” hạt đa số và ánh sáng vào một lớp hoạt tính. Bảng 3-1 giúp ta so sánh các tính chất chủ yếu của hai loại LED trên.

Bảng 3.1. So sánh ELED và SLED.

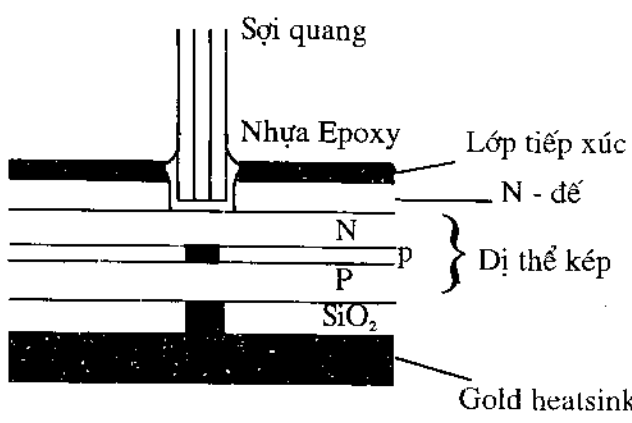
Loại LED	Tần số điều chế lớn nhất (MHz)	Công suất ra (mW)	Công suất phối ghép với sợi quang (mW)
Phát xạ mặt	60	< 4	< 0,2
Phát xạ cạnh	200	< 7	< 1,0

Từ bảng trên ta thấy ELED ưu việt hơn loại phát xạ mặt về hiệu suất phối ghép và tần số điều chế. Vì vậy, LED phát xạ mặt chỉ được sử dụng trong tuyến thông tin có cự ly ngắn và có tốc độ thấp. Ngược lại

ELED thường được sử dụng ở cự li trung bình (đối với tuyến cự li xa người ta sử dụng Laser). Ánh sáng bức xạ của LED trải ra trong một vùng phổ rộng hơn rất nhiều so với Laser, do vậy chúng chỉ có thể phối ghép ánh sáng có hiệu quả vào sợi quang đa mode có khẩu độ số (NA) lớn. Dưới đây chúng ta sẽ khảo sát từng loại LED trên.

3.4.1. LED PHÁT XẠ MẶT

Hình 3.10 cho ta cấu trúc điển hình của một LED phát xạ mặt. Diode dị thể kép được hình thành trên nền của một chất bán dẫn loại N, ở phía trên của diode có khoét sâu một lỗ tròn. Trong cấu trúc đặc biệt này, ánh sáng được tạo ra ở vùng hoạt tính đi xuyên qua chất nền và đi vào lõi sợi quang đặt trong lỗ. Sợi quang được gắn bằng nhựa epoxy. Đáy của khối LED là bộ phận hạ nhiệt bằng vàng, tiếp xúc với diode bởi một khối tròn nhỏ, phần còn lại được cách điện với diode. Phần hạ nhiệt này tạo thành lớp tiếp xúc, nhờ đó dòng điện chảy qua lỗ của lớp cách điện. Dòng điện xuyên qua lớp bán dẫn loại P, hình thành một vùng hoạt tính dạng tròn kích thước nhỏ, với mật độ dòng điện cỡ 2000 A/cm^2 . Vì vậy tạo nên một chùm sáng tập trung có cường độ cực mạnh.



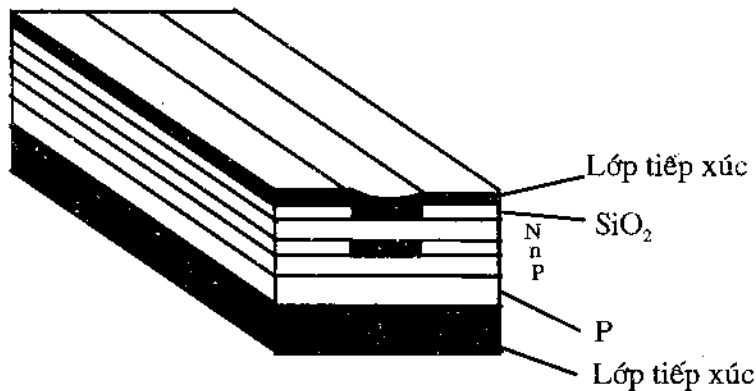
Hình 3.10. Tiết diện ngang của LED phát xạ mặt.

Chỉ số chiết suất thay đổi qua các tiếp giáp dị thể làm cho một phần ánh sáng phát xạ quay về vùng hoạt tính, phần ánh sáng này có thể

được hấp thụ hoặc đưa ra sợi quang, vì thế lượng ánh sáng thực tế ghép với sợi quang ít hơn so với lượng ánh sáng mà LED phát ra. Mặc dầu đã có một vi thấu kính đặt trong giếng tại đỉnh của LED sẽ làm tăng hiệu suất ghép. Hiệu suất ghép còn phụ thuộc vào sai số lắp đặt thấu kính và sai lệch chỉnh tâm của sợi quang. Trong thực tế công suất phát xạ có thể đạt gấp 2 hoặc 3 lần nhờ một LED tương đương gồm hai LED ghép đối đỉnh.

3.4.2. LED PHÁT XẠ CẠNH

Để giảm mất mát do hấp thụ trong lớp hoạt tính và làm cho chùm tia định hướng hơn, ta có thể lấy ánh sáng ra từ cạnh của LED. Loại LED này được gọi là LED phát xạ cạnh (ELED), cấu trúc điển hình của chúng biểu diễn trên hình 3.11. Lớp hoạt tính được xác định bởi giới hạn của đường kẻ hẹp ở lớp tiếp xúc phía trên. Nhờ có tiếp giáp dị thể mà ánh sáng được “giam” trong vùng hoạt tính, điều đó làm cho hiệu suất, công suất và tính định hướng của nguồn sáng được tăng cao. Người ta phủ một lớp phản xạ tại đầu cuối của diode để làm tăng công suất ra.



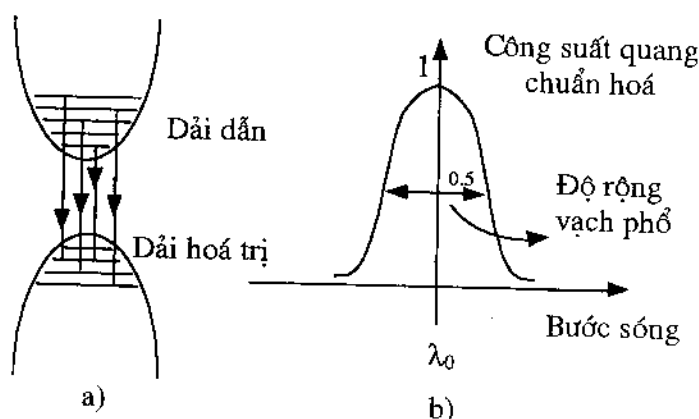
Hình 3.11. Cấu trúc của LED phát xạ cạnh N-n-P LED tiếp giáp sọc.

3.4.3. ĐẶC TÍNH PHỔ

Sự phát xạ ánh sáng do dịch chuyển ngẫu nhiên của các điện tử qua dải cấm gọi là phát xạ tự phát. Trong thực tế, dải dẫn và dải hóa trị có

rất nhiều mức năng lượng khác nhau. Do sự tái hợp của các hạt có mức năng lượng khác nhau nên năng lượng phát xạ phát ra cũng nằm trong một phạm vi khá rộng.

Mật độ phân bố điện tử cực đại ở mức năng lượng xấp xỉ $E_g + kT/2$ và của lỗ trống là ở năng lượng xấp xỉ $E_g - kT/2$, do đó hiệu năng lượng có giá trị trung bình là $E_g + kT$ và độ lệch δE_g nằm giữa kT và $2kT$. Mặc dù độ lệch thực tế còn phụ thuộc vào lượng tạp chất pha vào, nhưng sự xấp xỉ trên là chấp nhận được.



Hình 3.12. a) Bức xạ photon từ các mức năng lượng của dải dẫn xuống dải hóa trị ; b) Đặc tính phổ.

Năng lượng tái hợp trải rộng trong một dải nhất định nên các bước sóng phát xạ không phải là một giá trị nhất định mà trải rộng ra có dạng hình chuông như hình 3.12b. Bề rộng phổ ở mức nửa công suất gọi là độ rộng vạch phổ của nguồn.

Như ta đã biết độ rộng vạch phổ lớn sẽ dẫn tới tán sắc vật liệu trong sợi quang lớn. Đối với hầu hết các LED độ rộng vạch phổ cỡ 30nm và nếu chuyển sang miền tần số thì độ rộng tần là $1,3 \times 10^{13}$ Hz, LED chỉ là nguồn quang có chất lượng thấp trong thông tin quang, do đó chúng chỉ được dùng trong các tuyến có dung lượng thấp, điều chế cường độ và cự ly ngắn.

3.4.4. DUNG LƯỢNG ĐIỀU CHẾ VÀ HIỆU SUẤT CHUYỂN ĐỔI

Đặc tuyến của công suất quang theo dòng điện điều khiển của LED là xấp xỉ tuyến tính. Nếu đặt một tín hiệu xoay chiều lên một thiên áp một chiều, ta có thể viết công suất quang đầu ra như sau:

$$p(\omega) = \frac{p(0)}{(1 + (\omega\tau)^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (3-51)$$

trong đó : $p(0)$ là công suất ra chưa điều chế ;

τ là hằng số thời gian của LED và mạch điều khiển.

Khi xét đến dải thông của sợi quang, ta thấy sự suy giảm 3dB trong công suất quang tương ứng sự suy giảm 6dB trong công suất điện, vì vậy dải tần điện 3dB của LED là $1/2\pi\tau$ Hz.

Nếu mạch điều khiển được thiết kế tốt thì hằng số thời gian của LED sẽ trội hơn : Đó là thời gian tái hợp của các hạt đa số trong vùng hoạt tính τ_n . Khi tái hợp có bức xạ và tái hợp không bức xạ cùng xảy ra thì τ_n cho bởi công thức:

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (3-52)$$

trong đó : τ_r và τ_{nr} là thời gian tái hợp bức xạ và không bức xạ. Những hằng số thời gian này cho ta biết được hiệu suất chuyển đổi của diode. Hiệu suất lượng tử nội cho bởi:

$$\eta_{int} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_{nr} + \tau_r} \quad (3-53)$$

Để tạo ra thiết bị có tốc độ nhanh thì cả τ_r và τ_{nr} đều phải được giữ ở giá trị thấp, đồng thời phải thỏa mãn điều kiện $\tau_{nr} \gg \tau_r$ nhằm đạt được hiệu suất cao.

Bây giờ ta hãy quay lại với phương trình tốc độ đối với điện tử đã cho ở phần trước:

$$\frac{d}{dt} \delta n = \frac{1}{q} \frac{dJ}{dx} - \frac{\delta n}{\tau_r}$$

Nếu giả thiết rằng bán dẫn được pha tạp không nhiều và quan tâm đến điều kiện trạng thái ổn định, khi đặt một dòng điện J để phun nóng độ điện tử δn , ta nhận được:

$$0 = \frac{1}{q} \frac{J}{d} - \frac{\delta n}{\tau_r}$$

và do đó:

$$J \approx \frac{q \delta n d}{\tau_r} \quad (3-54)$$

trong đó d là khoảng cách giữa hai tiếp giáp dị thể, ở đây ta tạm thời bỏ qua tái hợp không bức xạ. Dưới mức phun lớn, thời gian tái hợp bức xạ được tính theo công thức:

$$\tau_r = \frac{1}{a \delta n}$$

Vì thế (3-54) trở thành: $J = \frac{q d}{a \tau_r^2}$

Vì vậy: $\tau_r \approx \left[\frac{d}{J} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3-55)$

Từ công thức (3-55) ta thấy để giảm thời gian tái hợp bức xạ và nâng cao hiệu suất chuyển đổi của diode, thì LED cần làm việc ở chế độ mật độ dòng điện lớn.

Bây giờ chúng ta hãy xét tới cả ảnh hưởng của thời gian tái hợp không bức xạ. Khi chế tạo các diode dị thể, sẽ có một sự sai lệch nhỏ trong mạng tinh thể của tiếp giáp. Điều này tạo ra những cái bẫy tại mặt phân giới giữa hai chất, và được đặc trưng bởi tốc độ tái hợp mặt, và ký hiệu là S , khi đó:

$$\tau_{nr} \approx \frac{d}{S} \quad (3-56)$$

Vì τ_r và τ_{nr} phụ thuộc vào d , nên d càng nhỏ thì hằng số thời gian càng nhỏ, khi rút ngắn d sẽ làm τ_{nr} giảm nhanh hơn τ_r , và do đó sự gia tăng tốc độ điều chế sẽ làm giảm hiệu suất. Tuy nhiên, do τ_r tỉ lệ nghịch với $\sqrt{J}$ mà ta có thể rút ngắn τ_r bằng cách tăng mật độ dòng điện, nhưng khi tăng J thì nhiệt độ của LED khi làm việc sẽ cao làm ảnh hưởng tới tuổi thọ và độ tin cậy của nó.

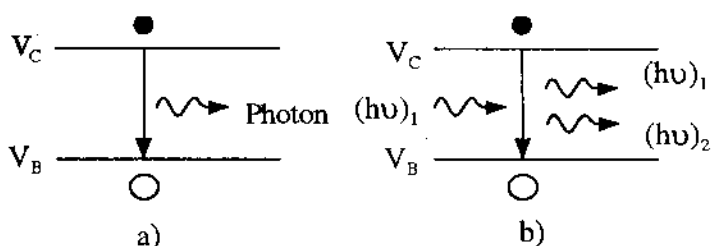
Như đã biết τ_r tỉ lệ nghịch với lượng pha tạp, vì thế có thể giảm τ_r bằng cách tăng nồng độ pha tạp. Nhưng điều này cũng làm tăng số lượng tâm tái hợp không bức xạ và làm giảm τ_{nr} . Như vậy, phải có một sự thỏa hiệp giữa dải tần điều chế và hiệu suất của LED. Hầu hết các LED đều làm việc với mức pha tạp cao và hiệu suất nội lượng tử chỉ đạt khoảng 50%. Mặc dù vậy, hiệu suất ngoài (tính bằng công suất ghép vào sợi quang) thông thường nhỏ hơn 10%, nên nói chung LED là các nguồn quang có công suất nhỏ và hiệu suất thấp.

3.5. DIODE LASER

Thông thường diode Laser được sử dụng trong các tuyến cự ly dài, tốc độ cao (các tuyến này dùng sợi quang đơn mode SM). Nói chung, yêu cầu đặt ra đối với diode Laser trong thông tin quang là giảm thiểu độ rộng vạch phổ và hoạt động tại chế độ đơn mode. Ngoài ra một yêu cầu quan trọng nữa, để tăng hiệu suất thì cần phải giảm dòng điện ngưỡng.

Không giống như LED (ánh sáng phát ra là do bức xạ tự phát), ánh sáng Laser được tạo ánh sáng bằng bức xạ kích thích. Bức xạ kích thích xảy ra khi một photon sơ cấp $(h\nu)_1$ va đập vào một nguyên tử đã được kích thích và thay vì hấp thụ, photon này lại kích thích cho một điện tử dịch chuyển xuống qua dải cấm và sinh ra một photon mới gọi là photon thứ cấp $(h\nu)_2$ (hình 3.13). Photon mới được tạo ra này giống

hệ photon ban đầu. Các photon này sẽ tiếp tục va chạm với các nguyên tử ở trạng thái kích thích khác trong mạng tinh thể và lại sinh ra nhiều photon hơn nữa khi chúng va chạm. Như vậy, mạng tinh thể bán dẫn đã khuếch đại những photon ban đầu tức những photon sơ cấp. Từ LASER là viết tắt của Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation. Khi các photon sinh ra đều cùng pha với photon ban đầu thì ánh sáng được tạo ra là kết hợp và có độ rộng vạch phổ rất hẹp.



Hình 3.13. a) Bức xạ tự phát ; b) Bức xạ kích thích.

Để bức xạ kích thích có thể xảy ra, trong dải dẫn phải có một số lượng lớn các điện tử và trong dải hóa trị cũng phải có một lượng lỗ trống như vậy. Trạng thái gần ổn định này (quasi-stable state) được gọi là trạng thái đảo nồng độ. Trong diode Laser nó là kết quả của sự phun một số lượng lớn hạt đa số vào vùng hoạt tính có nồng độ pha tạp lớn. Nếu trạng thái đảo nồng độ xuất hiện, với tác dụng “giam” ánh sáng của hai lớp dị thể, sẽ sinh ra một số bức xạ kích thích. Tuy nhiên để đảm bảo độ khuếch đại và điều kiện tự kích cho máy phát Laser cần đặt môi trường bán dẫn vào trong buồng cộng hưởng quang học.

3.5.1. DIODE LASER FABRY-PEROT

Laser Fabry-Perot có nguyên lý hoạt động gần giống như buồng cộng hưởng được mô tả như trong hình 3.14, hai mặt bên của khối tinh thể được mài bóng và song song tuyệt đối tạo ra hai gương bán mờ với hệ số phản xạ R nhỏ hơn 100%. Sự phản xạ không hoàn toàn này xảy

ra trên bề mặt tinh thể bán dẫn tiếp giáp với không khí do hiệu ứng phản xạ Fresnel:

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (3-57)$$

Với n là chiết suất của môi trường khúc xạ. Nếu $n \approx 3,5$ thì hiệu suất phản xạ bề mặt vào khoảng 30%.

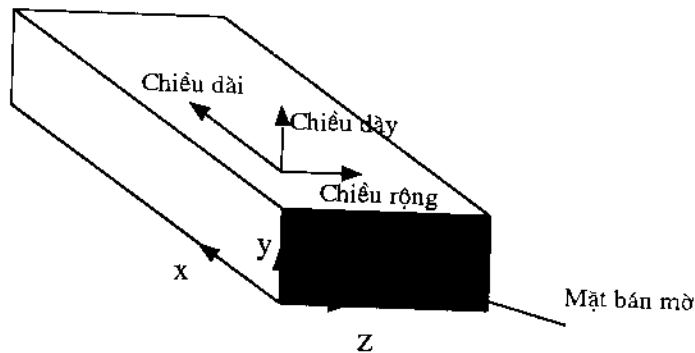
Vùng hoạt tính nằm giữa hai gương tạo ra cấu trúc buồng cộng hưởng quang, chỉ có sóng thỏa mãn điều kiện cộng hưởng mới tạo thành sóng đứng và mới được khuếch đại lên. Do đó ánh sáng tạo ra là ánh sáng kết hợp và chỉ có sóng có bước sóng cộng hưởng mới đi ra khỏi buồng cộng hưởng với công suất đủ lớn. Có nghĩa là chỉ có sóng mà sau khi mỗi chu kỳ phản xạ thay đổi pha bằng bội của 2π mới tạo thành dao động. Vì một chu kỳ lan truyền sóng bị đi pha tương đương với $\Delta\varphi = 2kL$ trong đó $k = 2\pi n/\lambda$ là vector sóng của ánh sáng trong buồng cộng hưởng và L là chiều dài buồng cộng hưởng, ta có.

$$2kL = m2\pi \quad \text{hay} \quad \lambda_m = \frac{2nL}{m} \quad (3-58)$$

Với m là số nguyên, λ_m là bước sóng tương đương với một mode dọc, nó phụ thuộc vào chiều dài của buồng cộng hưởng. Khoảng cách giữa các mode kề nhau:

$$\delta\lambda = \lambda_m - \lambda_{m+1} = \frac{\lambda_m^2}{2n_g L} \quad (3-59)$$

trong đó : n_g là chiết suất nhóm, khi $L = 200 \div 400 \mu\text{m}$ thì
 $\delta\lambda = 0,5 \div 1 \text{ nm}$.



Hình 3.14. Buồng cộng hưởng Fabry-Perot.

Tại các mặt gương, ánh sáng tự phát được phản xạ trở lại vùng hoạt tính tại đó chúng sẽ gây ra bức xạ kích thích và do đó ánh sáng được khuếch đại lên. Tuy nhiên trong BCH cũng có suy hao và đặc biệt là suy hao trong bán dẫn. Vì vậy muốn có được khuếch đại ánh sáng trong buồng cộng hưởng thì bức xạ tự phát phải trội hơn suy hao.

Hiện nay, cấu trúc của hầu hết các diode Laser dùng trong thông tin quang đều là loại diode tiếp xúc sọc giống như cấu trúc của LED mà chúng ta đã xét trên kia. Cách giảm dòng điện ngưỡng I_{th} dễ thấy nhất là rút ngắn chiều rộng của vùng hoạt tính. Nếu vùng này được tạo bởi các sọc tiếp xúc, thì ta có thể giảm dòng điện ngưỡng I_{th} bằng cách giảm chiều dài buồng cộng hưởng. Nhưng do yêu cầu đối với độ khuếch đại, nên điều đó lại làm cho mật độ dòng điện ngưỡng tăng. Mật độ dòng điện lớn sẽ gây khó khăn cho vấn đề tỏa nhiệt. Chiều dài buồng cộng hưởng thông thường được giới hạn cỡ $150\mu m$. Do vậy để giảm dòng điện ngưỡng ta cần phải giảm bề rộng tiếp xúc.

Trong một phạm vi nhất định, bề rộng vùng hoạt tính được thiết lập bởi chiều rộng của mặt tiếp xúc. Thực tế thì dòng điện ngưỡng không tỉ lệ với bề rộng sọc tiếp xúc nếu nó ngắn hơn $6\mu m$. Nguyên nhân là do dòng điện phun có xu hướng khuếch tán ra ngoài khi nó đi xuyên vào Laser. Về cơ bản, ta có vùng hoạt tính độc lập với bề rộng vùng tiếp xúc, vì vậy dòng điện ngưỡng của diode Laser tiếp xúc sọc thường không nhỏ hơn 120 mA .

Thời gian sống của bức xạ trong BCH Fabry-Perot được xác định :

$$\tau_{\text{BCH}} = \frac{\tau_{G_1 G_2}}{1 - R_1 R_2}$$

trong đó : $\tau_{G_1 G_2} = \frac{2Ln}{C}$ là thời gian để ánh sáng truyền hết một chu trình trong BCH.

Dải thông của BCH có thể xác định dựa vào hệ số phẩm chất của BCH tức là $\Delta\nu_{\text{BCH}} = \nu_0 / Q$ với $Q \approx 10^9$ thì $\Delta\nu_{\text{BCH}} = 1\text{MHz}$.

Diode laser là một máy phát tự kích, cũng giống như các máy phát sóng điện từ thông thường, cần thỏa mãn hai điều kiện :

- Cần có một môi trường khuếch đại sóng điện từ.
- Cần thực hiện một hồi tiếp dương.

Để có một môi trường khuếch đại trong diode Laser cần thực hiện nghịch đảo nồng độ bằng cách bơm dòng điện, tức là phân cực thuận cho diode Laser. Hệ số khuếch đại của Laser bán dẫn thường rất lớn và lớn nhất trong số các loại Laser. Còn để thỏa mãn điều kiện tự kích thì lại cần bơm diode Laser để đạt được mật độ dòng điện bằng hoặc lớn hơn giá trị ngưỡng. Điều này phụ thuộc vào hệ số phản xạ của gương Laser, tức là phụ thuộc vào điều kiện hồi tiếp dương của BCH.

3.5.2. BỨC XẠ KÍCH THÍCH (STIMULATED EMISSION)

Laser diode và LED khác nhau về một số điểm cơ bản sau: diode Laser yêu cầu dòng điện không đổi để duy trì bức xạ kích thích, chùm tia ra định hướng tốt hơn và thời gian đáp ứng nhanh hơn. Trong mục này ta sẽ khảo sát Laser tiếp xúc sọc (Stripe contact Laser), nó có cấu trúc tương tự với cấu trúc của LED phát xạ cạnh tiếp xúc sọc (stripe contact ELED) mà chúng ta đã khảo sát ở mục 3.4.2. Sau đó sẽ xét đến các loại Laser có cấu trúc khác. Sau đây ta tiếp tục nghiên cứu tính chất phổ của các diode Laser.

Vì sự phát xạ ánh sáng xảy ra trong một buồng cộng hưởng hình khối chữ nhật, nên sự lan truyền ánh sáng sẽ dọc theo tất cả ba trục: dọc, ngang, đứng. Trước hết ta hãy xét đến sóng TE dọc $E(x,t)$. Nếu bỏ qua ảnh hưởng của các mặt bên của BCH và giả thiết rằng tất cả điện trường nằm hoàn toàn bên trong BCH, thì ta có thể biểu diễn $E(x,t)$ như sau:

$$E(x,t) = |E| \exp(-\alpha x/2) \exp j(\omega t - \beta_1 x) \quad (3-60)$$

trong đó : α là hệ số suy hao công suất quang trên một đơn vị chiều dài và β_1 là hằng số pha trong vùng hoạt tính. Như vậy giá trị trường nằm sát bên phải gương tại $x=0$ là:

$$E(0,t) = |E| \exp(0) \cdot \exp(j\omega t) \quad (3-61)$$

Sau khi đi được một vòng với quãng đường là $2L$, sóng sẽ phản xạ trên cả hai gương và được khuếch đại bởi bức xạ kích thích. Như vậy sau một chu kỳ phản xạ đi lại ở hai bề mặt gương của buồng cộng hưởng, điện trường sẽ có trị số:

$$E_r(0,t) = \sqrt{R_1 R_2} |E| \exp[(g - \alpha)L] \exp j(\omega t - 2\beta_1 L) \quad (3-62)$$

trong đó : R_1, R_2 là hệ số phản xạ của hai bề mặt gương tại $x=0$ và $x=L$; g là hệ số khuếch đại công suất trên một đơn vị chiều dài (do hệ số phản xạ xác định theo tỉ số công suất nên trong biểu diễn bằng điện trường, R_1, R_2 sẽ có dạng căn bậc hai). Để có khuếch đại thì biên độ sóng phản xạ phải lớn hơn biên độ ban đầu, nghĩa là:

$$\sqrt{R_1 R_2} |E| \exp[(g - \alpha)L] \geq |E| \quad (3-63)$$

Như vậy điều kiện để có bức xạ Laser là hệ số khuếch đại của Laser phải thỏa mãn điều kiện:

$$g \geq \alpha + \frac{1}{2L} \times \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (3-64)$$

Như ta đã biết, mật độ dòng điện trong vùng hoạt tính J, tạo ra nghịch đảo nồng độ và vì thế tạo ra khuếch đại trong BCH. Để xác định quan hệ giữa hệ số khuếch đại và mật độ dòng điện, ta hãy xét hệ phương trình tốc độ của Laser.

Bức xạ ánh sáng trong bán dẫn xảy ra khi điện tử từ dải dẫn dịch chuyển xuống dải hóa trị và sinh ra photon. Có hai loại bức xạ đó là: bức xạ tự phát và bức xạ kích thích. Nếu nồng độ điện tử trong dải dẫn là n_i thì có thể biểu diễn tốc độ biến thiên của nồng độ điện tử do tái hợp tự phát như sau:

$$\frac{dn}{dt} \Big|_{tp} = \frac{n_i}{\tau_{ip}} = A_{ik} n_i \quad (3-65)$$

trong đó : A_{ik} là hằng số có đơn vị sec^{-1} .

Bán dẫn sẽ hấp thụ một phần ánh sáng được sinh ra bởi bức xạ tự phát và bức xạ tự phát có độ rộng phổ rất lớn. Trong độ rộng phổ lớn đó có ánh sáng có tần số f_0 và các tần số nằm trong giới hạn của bề rộng phổ nửa công suất δf của diode Laser. Một trong những cách tìm δf là kích thích diode Laser bằng ánh sáng có bước sóng biến đổi, và vẽ đồ thị biểu diễn phổ hấp thụ theo tần số. Kết quả thu được sẽ là một đường cong dạng Lozentz $g(f)$, như sau:

$$g(f) = \frac{\delta f}{2\pi[(f - f_0)^2 + (\delta f / 2)^2]} \quad (3-66)$$

trong đó : ta đã sử dụng dạng chuẩn hóa:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(f) df = 1 \quad (3-67)$$

Do đó đơn vị của $g(f)$ là $1/\text{Hz}$ hay sec .

Một phần ánh sáng tự phát này sẽ bị hấp thụ bởi chất bán dẫn nên sẽ làm ảnh hưởng đến tốc độ biến đổi nồng độ điện tử trong dải hóa trị:

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{ht} = B_{ki} \cdot \phi \cdot hf \cdot n_k g(f) \quad (3-68)$$

trong đó : B_{ki} là hằng số có thứ nguyên là m^3/Js^2 ;

ϕ là mật độ quang thông và có thứ nguyên (photon/ m^3) ;

n_k là nồng độ điện tử ở hóa trị (công thức trên bao gồm thừa số hf vì ở đây đang xét đến tương tác với nồng độ photon).

Số điện tử sẽ giảm xuống do bức xạ kích thích:

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{kt} = B_{ik} \cdot \phi \cdot hf \cdot n_i \cdot g(f) \quad (3-69)$$

Các hằng số A_{ki} , B_{ik} , và B_{ki} được gọi là các hệ số Einstein (Albert Einstein là người đầu tiên phát hiện ra về mặt lý thuyết hiện tượng bức xạ kích thích vào năm 1917). Nếu bán dẫn ở trong trạng thái cân bằng, ta có thể viết:

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{ht} = \left. \frac{dn}{dt} \right|_{tp} + \left. \frac{dn}{dt} \right|_{kt} \quad (3-70)$$

$$\text{Hoặc } B_{ki} \cdot \phi \cdot hf \cdot n_k \cdot g(f) = A_{ik} n_i + B_{ik} \cdot \phi \cdot hf \cdot n_i \cdot g(f)$$

Để đơn giản có thể cho rằng $B_{ik} = B_{ki} = B$ (điều này đúng khi coi các mức năng lượng là không suy biến). Từ cơ học lượng tử ta có:

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi hf^3}{v_g^3} \quad (3-71)$$

trong đó : f là tần số của photon ;

v_g là vận tốc nhóm của ánh sáng trong chất bán dẫn.

Từ (3-69) và (3-70) ta có thể biểu diễn tốc độ giảm nồng độ điện tử do bức xạ kích thích như sau:

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{hao} = (B_{ik} n_i - B_{ki} n_k) \cdot \phi \cdot hf \cdot g(f) = (n_i - n_k) B \cdot \phi \cdot hf g(f) \quad (3-72)$$

Việc giảm nồng độ điện tử sẽ làm tăng nồng độ photon bức xạ kích thích tương ứng, nghĩa là:

$$\frac{d\phi}{dt} = (n_i - n_k)B.\phi.hf.g(f)$$

Những photon này được phát xạ dưới vận tốc v_g dọc theo trục x, do đó vận tốc phát photon trên một đơn vị diện tích được tính bởi:

$$\frac{d\phi}{dt} = (n_i - n_k)B.\phi.hf.g(f)dx$$

Công suất phát xạ trên một đơn vị diện tích sẽ là:

$$dP = (n_i - n_k)B.\phi.hf.g(f)dx.hf \quad (3-73)$$

Photon phát xạ xuyên qua một đơn vị diện tích với vận tốc v_g vì thế ta có thể viết công suất trên mỗi đơn vị diện tích là:

$$P = \phi.hf.v_g$$

$$\text{hay: } \phi = \frac{P}{hf.v_g} \quad (3-74)$$

Thay thế vào (3-73) ta có:

$$dP = (n_i - n_k)B \frac{P}{hf.v_g} hf.g(f).dx.hf = (n_i - n_k) \frac{BP}{v_g} g(f).hf.dx$$

$$\text{Suy ra: } \frac{dP}{P} = (n_i - n_k) \frac{B}{v_g} g(f).hf.dx \quad (3-75)$$

Nghiệm của phương trình vi phân (3-75) có dạng:

$$P(x) = P(0). \exp(gx) \quad (3-76)$$

$$\text{trong đó: } g = (n_i - n_k) \frac{B}{v_g} g(f).hf$$

Sử dụng công thức (3-71) và lưu ý rằng $A = 1/\tau_p$, với τ_p là thời gian sống của hạt đa số trong bức xạ tự phát, ta có:

$$g = (n_i - n_k) \frac{v_g^2}{8\pi f^2 \tau_{ip}} g(f)$$

$$\text{hay: } g = (n_i - n_k) \frac{\lambda_0^2}{8\pi \epsilon_r \tau_{ip}} g(f) \quad (3-77)$$

trong đó : ϵ_r là hằng số điện môi tương đối của vùng hoạt tính.

Từ (3-76) có thể thấy rằng n_i phải lớn hơn n_k thì bức xạ kích thích mới xảy ra. Đây là trạng thái gần ổn định được gọi là trạng thái nghịch đảo nồng độ. Để tạo trạng thái nghịch đảo nồng độ trong diode Laser ta có thể phun một số lượng lớn điện tử vào vùng hoạt tính của diode dị thể kép.

Muốn vậy ta phải phân cực thuận cho diode Laser bằng một dòng điện nhất định để duy trì trạng thái nghịch đảo nồng độ. Khi dòng điện phân cực dưới mức dòng điện ngưỡng thì diode Laser sẽ chỉ bức xạ tự phát vì dòng điện không đủ lớn để tạo ra trạng thái nghịch đảo nồng độ. Để xác định mật độ dòng điện ngưỡng J_{th} , ta cần nghiên cứu hệ phương trình tốc độ của diode Laser.

Căn cứ vào công thức tốc độ đối với LED (3-32) và (3-43), ta có thể viết phương trình tốc độ đối với diode Laser sau khi đã xét đến bức xạ kích thích:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \frac{J}{d} - \frac{n_i}{\tau_{ip}} - C(n_i - n_k)\phi \quad (3-78)$$

$$\text{và: } \frac{d\phi}{dt} = C(n_i - n_k)\phi + \frac{Dn_i}{\tau_r} - \frac{\phi}{\tau_{ph}} \quad (3-79)$$

trong đó : C là hằng số tỉ lệ ;

τ_{ph} là thời gian sống của photon được kích thích trong vùng hoạt tính ;

τ_r là thời gian tái hợp bức xạ.

Thành phần thứ nhất trong biểu thức (3-78) là mật độ phun hạt đa số, thành phần thứ hai trong biểu thức biểu thị số lượng hạt đa số bị

giảm do tái hợp, thành phần thứ ba là tổng suy giảm do bức xạ kích thích và hấp thụ. Còn trong (3-79) thành phần đầu tiên là sự gia tăng ánh sáng theo bức xạ kích thích và hấp thụ, thành phần thứ hai là một phần bức xạ tự phát ghép vào một mode Laser, thành phần thứ ba là sự suy giảm do các photon được bức xạ trong BCH (mặc dầu hằng số D rất nhỏ, cỡ 10^{-3} nhưng sự có mặt của nó giúp ta giải thích cơ chế hoạt động dưới mức ngưỡng).

Trước khi khảo sát trạng thái động của diode Laser, ta hãy nghiên cứu hệ phương trình tốc độ tại trạng thái dừng, tức là khi dn/dt và $d\phi/dt$ bằng không. Từ (3-78) và (3-79) ta có:

$$0 = \frac{1}{q} \frac{J}{d} - \frac{n_k}{\tau_p} - C(n_i - n_k)\phi \quad (3-80)$$

$$\text{và: } 0 = C(n_i - n_k)\phi + \frac{Dn_k}{\tau_r} - \frac{\phi}{\tau_{ph}} \quad (3-81)$$

Kết hợp hai phương trình này ta được :

$$\frac{\phi}{\tau_{ph}} = \frac{Dn_i}{\tau_r} + \left[\frac{1}{q} \frac{J}{d} - \frac{n_i}{\tau_p} \right] \quad (3-82)$$

Thành phần thứ nhất trong (3-82) là thành phần bức xạ tự phát, còn thành phần trong ngoặc vuông liên quan tới bức xạ kích thích.

Đối với Laser sẽ có ba vùng hoạt động cần quan tâm đó là: vùng hoạt động dưới mức ngưỡng, tại mức ngưỡng và trên mức ngưỡng.

Khi diode Laser hoạt động dưới mức ngưỡng thì thành phần bức xạ kích thích bằng không, nên:

$$\frac{1}{q} \frac{J}{d} = \frac{n_i}{\tau_p}$$

Từ những phân tích trước đây ta đã xác định được độ khuếch đại quang tại mức ngưỡng (3-76) là:

$$g = (n_{th} - n_k) \frac{B \cdot hf}{v_g} g(f)$$

do đó:

$$g = (n_{th} - n_k) \frac{C}{v_g} = \left(\frac{1}{c\tau_{ph}} + n_i - n_k \right) \frac{C}{v_g} = \frac{1}{\tau_{ph} v_g} \quad (3-85)$$

Độ khuếch đại quang tại mức ngưỡng theo (3-64) sẽ là:

$$g \geq \alpha + \frac{1}{2L} \times \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right)$$

Vì vậy ta có thể tính được τ_{ph} từ:

$$\frac{1}{\tau_{ph}} = v_g \left[\alpha + \frac{1}{2L} \times \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] \quad (3-86)$$

Như vậy có thể thấy rằng thời gian sống của photon chỉ phụ thuộc vào các tham số vật lý của diode Laser mà không phụ thuộc vào mức độ phun. Trong phần tiếp theo ta sẽ thấy chính thời gian sống của photon sẽ quy định giới hạn lớn nhất của tốc độ điều chế.

Thế (3-86) vào (3-84) ta thu được:

$$n_{th} = \frac{v_g}{B \cdot hf \cdot g(f)} \left[\alpha + \frac{1}{2L} \times \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] + n_k \quad (3-87)$$

Dòng điện định thiên cung cấp hạt đa số sẽ được xác định bởi:

$$J_{th} = \frac{q n_{th}}{\tau_{ip}} \quad (3-88)$$

Nếu giả thiết rằng $n_{th} \gg n_k$, ta có thể viết:

$$J_{th} = \frac{qd}{g(f)} \frac{8\pi\epsilon_r}{\lambda_0^2} \left[\alpha + \frac{1}{2L} \times \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right]$$

Vì vậy J_{th} tại bước sóng danh định của bức xạ sẽ là:

$$J_{th} = qd \frac{\pi\delta f}{2} \frac{8\pi\epsilon_r}{\lambda_0^2} \left[\alpha + \frac{1}{2L} \times \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] \quad (3-89)$$

Từ công thức trên có thể thấy rằng J_{th} tỉ lệ trực tiếp với bề rộng vùng hoạt tính và với độ rộng vạch phổ của diode phát cạnh ELED tạo nên diode Laser. Mặc dầu (3-89) có độ chính xác khá phù hợp tại nhiệt độ thấp, trong điều kiện hoạt động bình thường ta có thể xấp xỉ J_{th} bởi:

$$J_{th}(T) = 2.5J_{th} \exp(T/120) \quad (3-90)$$

Nếu Laser hoạt động trên mức ngưỡng thì có thể bỏ qua thành phần bức xạ tự phát, và do đó (3-82) trở thành:

$$\frac{\phi}{\tau_{ph}} = \left[\frac{1}{q} \frac{J}{d} - \frac{n_i}{\tau_{ip}} \right] \quad (3-91)$$

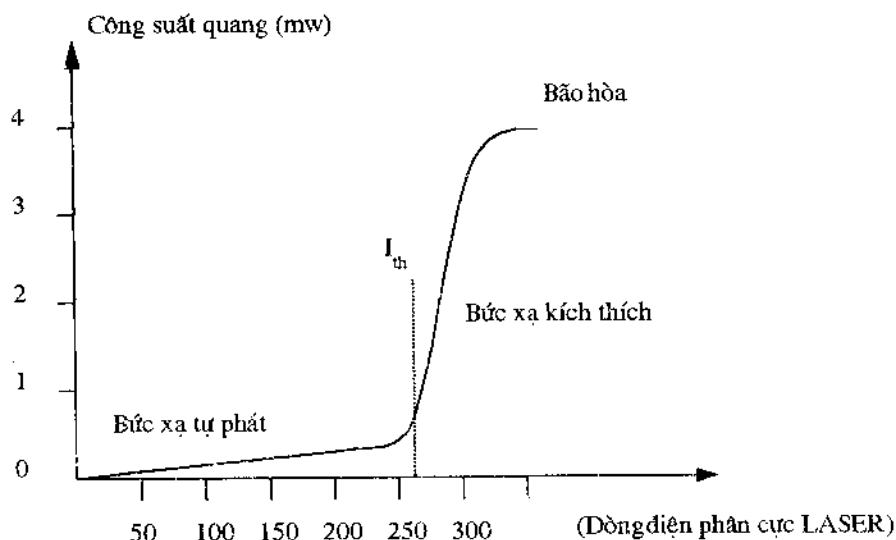
Khi Laser hoạt động trên mức ngưỡng, thì độ khuếch đại phải được giữ sao cho nó thỏa mãn với (3-64) và bất kì sự gia tăng nồng độ hạt đa số nào cũng sẽ không làm tăng độ khuếch đại, tuy nhiên nó sẽ làm tăng lượng ánh sáng ra. Do đó có thể thấy rằng n_i/τ_{ph} được giữ tại mức ngưỡng của nó. Với những điều kiện trên, ta có thể viết (3-91) dưới dạng:

$$\frac{\phi}{\tau_{ph}} = \left[\frac{1}{q} \frac{J}{d} - \frac{n_{th}}{\tau_{ip}} \right] = \frac{1}{q} \left[\frac{J - J_{th}}{d} \right] \quad (3-92)$$

Do vậy công suất quang phát ra sẽ là:

$$P = \frac{J - J_{th}}{q} . hf \quad (3-93)$$

Ta nhận thấy rằng, đối với diode Laser hoạt động trên mức ngưỡng, công suất ra tỉ lệ trực tiếp với dòng điện chênh lệch so với mức ngưỡng. Trong thực tế, diode Laser hoạt động trên mức ngưỡng không thể hiện quan hệ tuyến tính hoàn toàn giữa lượng ánh sáng ra và dòng điện định thiên. Điều này có nguyên nhân từ hiện tượng mode-hopping, ta khảo sát nó trong mục kế tiếp.



Hình 3.15. Sự biến thiên công suất quang theo dòng điều khiển.

Hình 3.15 biểu diễn sự biến thiên của công suất ra theo dòng điện diode đối với một diode Laser phát quang ở bước sóng 850nm. Hình vẽ này cho thấy, ở trên điểm ngưỡng diode Laser mới hoạt động như một Laser. Ta cũng biết rằng công suất ra sẽ bão hòa khi dòng điện đủ lớn. Bởi vì do dòng điện có cường độ cao làm nóng diode, điều này làm giảm hiệu suất nghịch đảo.

3.5.3. ĐẶC TÍNH PHỔ CỦA DIODE LASER

Cũng giống như trong sợi quang dẹt, trong diode Laser chỉ một số sóng ánh sáng có bước sóng nhất định mới có thể lan truyền được trong BCH. Điều kiện để truyền lan ánh sáng là sóng phản xạ và sóng

tới phải đồng pha với nhau. Ở phần đầu trong mục trước đã tính được trường ngay sát bên phải gương (tức tại $x=0$) cho bởi công thức (3-61):

$$E(0,t)=|E| \exp(0)\exp(j\omega t)$$

Ta dễ nhận thấy rằng trường di chuyển trở lại trong BCH sẽ có dạng (3-62):

$$E_r(0,t)=\sqrt{R_1R_2} |E| \exp[(g-\alpha)L]\exp j(\omega t-2\beta_1L)$$

Điều kiện truyền lan của sóng là pha của hai sóng tại $x=0$ phải bằng nhau, nghĩa là:

$$\exp j(-2\beta_1L) = 1 \quad (3-94)$$

$$\text{Do vậy: } 2\beta_1L = 2\pi N \quad (3-95)$$

trong đó : N là số tự nhiên.

Vì $\beta_1=2\pi n/\lambda_0$ nên (3-95) sẽ trở thành:

$$\lambda_0 = \frac{2n}{N} L \quad (3-96)$$

Như vậy có thể thấy rằng Laser chỉ khuếch đại những bước sóng thỏa mãn điều kiện (3-96). Mỗi bước sóng đó gọi là một mode dọc, hay đơn giản là mode. Tập hợp đỉnh của các mode này sẽ tạo thành đường bao phổ bức xạ của diode Laser. Từ (3-96) ta sẽ tìm được khoảng cách về mặt tần số giữa hai mode liên tiếp nhau. Phổ bức xạ của Laser phụ thuộc rất nhiều vào dòng điện định thiên. Khi Laser hoạt động ở chế độ dưới ngưỡng, bức xạ tự phát chiếm ưu thế và do đó độ rộng vạch phổ giống với LED. Tuy nhiên, nếu diode Laser hoạt động ở chế độ lớn hơn chế độ ngưỡng thì độ rộng vạch phổ sẽ giảm xuống. Vạch phổ hẹp lại do tác động của buồng cộng hưởng và khuếch đại theo hàm mũ những mode đạt tới mức ngưỡng, đồng thời bỏ qua tất cả các mode khác. Để thấy rõ điều này ta hãy quay trở lại với nghiệm ở trạng thái ổn định đối với nồng độ photon, công thức (3-86):

$$0 = C(n_i - n_k) \cdot \phi + \frac{Dn_i}{\tau_r} - \frac{\phi}{\tau_{ph}}$$

viết
3-97b

Viết lại công thức trên để biểu diễn chùm photon bức xạ:

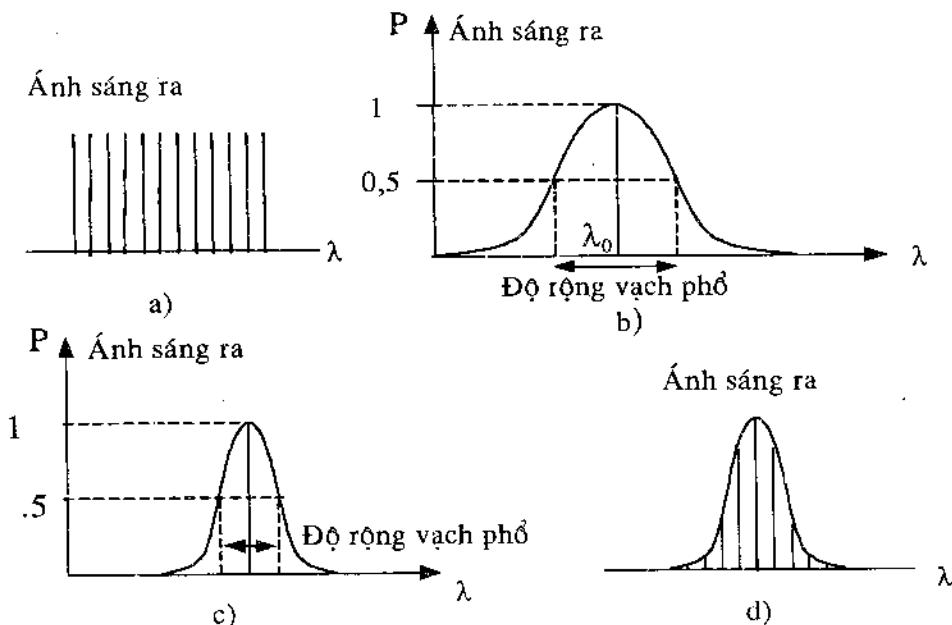
$$\phi = \frac{Dn_i}{\tau_r} \left[\frac{1}{\tau_{ph}} - C(n_i - n_k) \right]^{-1}$$

Thành phần bên ngoài ngoặc vuông là số lượng bức xạ tự phát ghép vào một mode Laser. Như vậy ta có thể rút ra từ công thức trên một hệ số khuếch đại G cho bởi:

$$G = \left[\frac{1}{\tau_{ph}} - C(n_k - n_i) \right]^{-1} \quad (3-97)$$

Hệ số này khuếch đại bức xạ tự phát của ELED. Khi hàm khuếch đại có dạng phân bố Lorentz thì ta có thể biểu diễn (3-97) dưới dạng:

$$G(\omega) = \left[\frac{1}{\tau_{ph}} - \{C(n_i - n_k) + b(\omega - \omega_0)^2\} \right]^{-1} \quad (3-98)$$



Hình 3.16. a) Các Mode trong Laser bán dẫn ; b) Đường bao vạch phổ khi Laser hoạt động dưới mức ngưỡng ; c) Đường bao vạch phổ khi Laser hoạt động trên mức ngưỡng ; d) Phổ bức xạ.

Khi diode Laser hoạt động dưới mức ngưỡng thì thành phần trong ngoặc $\{C(n_i - n_x) + b(\omega - \omega_0)^2\}$ này rất nhỏ, vì vậy tất cả các mode truyền dẫn được khuếch đại như nhau. Nếu tăng dòng điện phân cực diode lên thì hệ số khuếch đại tăng. Tuy nhiên mode có bước sóng gần với bước sóng hoạt động danh định hơn cả sẽ được khuếch đại nhiều nhất. Hiện tượng này được biểu diễn như trên hình 3.16. Như vậy có thể thấy rằng, khi diode Laser hoạt động trên mức ngưỡng thì độ rộng vạch phổ sẽ hẹp đáng kể so với ELED.

Trong thực tế, các mode bên cạnh gần với mode cơ bản cũng được khuếch đại đáng kể, do đó đầu ra bao gồm một số mode phụ thuộc vào đường cong khuếch đại. Tập hợp các mode này ta sẽ có một đường bao của vạch phổ và có thể xấp xỉ đường bao này bằng phân bố Gauss:

$$g(\omega) = g(\omega_0) \exp\left(\frac{-(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3-99)$$

trong đó : σ là độ rộng vạch phổ của bức xạ Laser.

Kết quả trên cùng với phổ vạch làm cho phổ bức xạ có dạng như hình 3.16d. Độ rộng vạch phổ đối với loại diode Laser tiếp xúc sọc khá nhỏ chỉ khoảng từ 2 đến 5nm.

Nếu diode Laser hoạt động với dòng điện cao hơn rất nhiều so với mức ngưỡng, thì đường bao khuếch đại có thể dịch đi một chút để một trong những mode gần với bước sóng danh định chiếm ưu thế. Hiệu ứng này gọi là mode-hopping và nó làm gây đường đặc tính công suất/dòng điện. Nếu điều chế Laser bằng cách biến đổi dòng điện điều khiển, mode-hopping làm thay đổi tần số hoạt động, do đó mode-hopping gọi là chirp. Mode-hopping có thể gây tác động xấu đến tuyến cấp quang tốc độ cao. Nếu tuyến đang hoạt động ở mức tán sắc bước sóng bằng không, thì bất kì chirp của xung ánh sáng nào cũng sẽ làm biến đổi bước sóng hoạt động do đó gây ra hiện tượng dẫn xung. Vì

vậy, diode Laser tiếp xúc sọc thông thường không được sử dụng trong các tuyến tốc độ cao. Thay vào đó ta cần phải sử dụng các Laser có cấu trúc khác, chúng ta sẽ đề cập đến trong các phần sau.

Bên cạnh các mode dọc, còn có các mode ngang và các mode bên (lateral mode). Các mode này có xu hướng làm cho chùm tia ra phân kì mạnh, kết quả là việc ghép nối với sợi quang sẽ kém hiệu quả. Trạng thái lý tưởng chỉ có một trong các mode ngang cơ bản và mode bên của nó tồn tại (điều này sẽ làm cho chùm sáng ra song song và có đường kính ngang nhỏ). Điều kiện để có đơn mode bên chính là điều kiện đơn mode của ống dẫn sóng phẳng điện môi là:

$$d < \frac{\lambda_0}{2(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (3-100)$$

trong đó : n_1, n_2 là chiết suất của vùng hoạt tính và vùng xung quanh.

Với hầu hết các diode Laser, vùng hoạt tính đều có bề dày nhỏ hơn 1µm và điều kiện (3-100) thường được thỏa mãn. Tuy nhiên hoạt động ở chế độ đơn mode ngang khó đạt được hơn. Nguyên nhân do bề rộng vùng hoạt tính được xác định bởi đường bao mật độ dòng điện trong lớp hoạt tính, rất khó điều khiển đối với loại diode Laser tiếp xúc sọc.

3.5.4. DUNG LƯỢNG ĐIỀU CHẾ

Như ta đã biết, bức xạ kích thích chỉ xảy ra khi trong vùng hoạt tính thiết lập được trạng thái nghịch đảo nồng độ. Thường cần mất một khoảng thời gian để cho dòng điện của diode Laser thiết lập được trạng thái nghịch đảo nồng độ. Do đó các diode Laser thường được định thiên trên mức ngưỡng một chút bằng một nguồn dòng không đổi.

Đầu tiên ta hãy khảo sát điều chế số trong diode Laser. Nếu định thiên diode Laser ở mức ngưỡng, và tăng dòng điện điều khiển một lượng nhỏ ΔI , ta có thể viết :

$$n = n_{th} + \delta n \quad \text{và} \quad \phi = \phi_s + \delta \phi$$

trong đó : ϕ_s là nồng độ photon ở trạng thái ổn định.

Thay thế các biểu thức trên vào (3-78) và (3-79) sẽ cho:

$$\frac{d}{dt} \delta n = -C \delta n \phi_s - \frac{\delta n}{\tau_{tp}} - C n_{th} \delta \phi \quad (3-101)$$

$$\text{và:} \quad \frac{d}{dt} \delta \phi = C \delta n \phi_s \quad (3-102)$$

Trong (3-101) và (3-102) ta đã bỏ qua bức xạ tự phát và thành phần $\delta \phi \delta n$, đồng thời sử dụng các công thức (3-84), (3-88) và (3-92). Tức là:

$$n_{th} \approx \frac{1}{C \tau_{ph}}$$

$$J_{th} = \frac{q d n_{th}}{\tau_{tp}}$$

$$\frac{\phi_s}{\tau_{ph}} = \frac{1}{q} \left[\frac{J - J_{th}}{d} \right]$$

Đạo hàm (3-101) theo thời gian, thế $d\delta\phi/dt$ từ (3-102), ta có:

$$\frac{d^2 \delta n}{dt^2} + \left[C \phi_s + \frac{1}{\tau_{tp}} \right] \frac{d}{dt} \delta n + C^2 n_{th} \phi_s \delta n = 0$$

Ta có thể viết lại công thức trên như sau:

$$\frac{d^2 \delta n}{dt^2} + 2\sigma \frac{d\delta n}{dt} + \omega_0^2 \delta n = 0 \quad (3-103)$$

$$\text{trong đó :} \quad 2\sigma = C \phi_s + \frac{1}{\tau_{tp}} = \frac{\phi_s}{n_{th} \tau_{ph}} + \frac{1}{\tau_{tp}} \quad (3-104)$$

$$\text{và} \quad \omega_0^2 = C^2 n_{th} \phi_s = \frac{\phi_s}{n_{th} \tau_{ph}^2} \quad (3-105)$$

Phương trình (3-103) là phương trình vi phân thuần nhất, nghiệm có dạng dao động tắt dần: $\delta n = A \sin(\omega t) \cdot \exp(-\sigma t)$.

Với $\omega^2 = \omega_0^2 - \sigma^2$ và A là hằng số tích phân. Có thể tính được A từ các điều kiện đầu $n = n_{th}$ và $\phi = 0$ tại $t = 0$, suy ra $A = \frac{\omega}{C}$.

$$\text{Do đó:} \quad \delta n = \frac{\omega}{C} \sin(\omega t) \exp(-\sigma t) \quad (3-106)$$

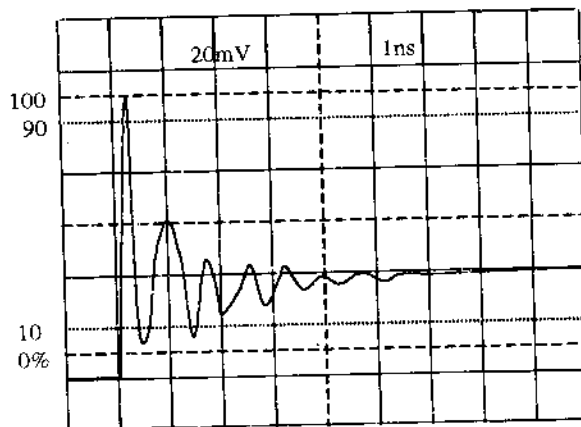
Thay (3-106) vào (3-102) sẽ cho:

$$\delta \phi = -\phi_s \sin(\omega t) \exp(-\sigma t) \quad (3-107)$$

Thông thường hệ số tắt dần σ rất nhỏ so với ω_0 nên có thể xấp xỉ $\omega \approx \omega_0$ và $A = (n_{th} \phi_s)^{\frac{1}{2}}$. Với các xấp xỉ trên ta có thể viết:

$$\delta n = (n_{th} \phi_s)^{\frac{1}{2}} \sin(\omega_0 t) \exp(-\sigma t) \quad (3-108)$$

$$\text{và} \quad \delta \phi = -\phi_s \cos(\omega_0 t) \exp(-\sigma t) \quad (3-109)$$



Hình 3.17. Dạng xung của diode Laser AlGaAs.

Như vậy, trong điều chế số, xung ánh sáng dao động tại tần số góc cho bởi (3-105). Hình 3.17 mô tả dạng xung thực tế của diode Laser AlGaAs hoạt động tại bước sóng 850nm. Từ hình 3.17 ta thấy, đáp ứng ra có dạng tắt dần giống như biểu thức (3-109).

Sau đây ta sẽ xét đến điều chế tương tự trong diode Laser. Giả thiết rằng diode được định thiên đủ lớn trên mức ngưỡng, để dòng điện không bao giờ nhỏ hơn dòng điện ngưỡng I_{th} . Nếu điều chế dòng điện diode tại tần số góc ω_m , ta có thể viết: $J = J_0 + J' \exp(j \omega_m t)$.

Nồng độ photon và nồng độ hạt đa số được biểu diễn như sau:

$$\phi = \phi_0 + \phi' \exp(j \omega_m t) \text{ và } n = n_0 + n' \exp(j \omega_m t)$$

Thế các giá trị trên vào hệ phương trình tốc độ (3-78) và (3-79) ta được:

$$j\omega_m n' = \frac{1}{q} \frac{J'}{d} - \frac{n'}{\tau_{ip}} - \frac{\phi'}{\tau_{ph}} - C n' \phi_0 \quad (3-110)$$

$$\text{và} \quad j\omega_m \phi' = C n' \phi_0 \quad (3-111)$$

Thế n' từ (3-111) vào (3-110), ta được:

$$-\omega_m^2 \phi' = C \phi_0 \frac{1}{q} \frac{J'}{d} - \frac{j\omega_m \phi'}{\tau_{ip}} - \frac{C \phi_0 \phi'}{\tau_{ph}} - C \phi_0 j\omega_m \phi'$$

Nhóm các hệ số và chuyển vế, ta có:

$$\phi' \left[-\omega_m^2 + j\omega_m \left(\frac{1}{\tau_{ip}} + C \phi_0 \right) + \frac{C \phi_0}{\tau_{ph}} \right] = C \phi_0 \frac{1}{q} \frac{J'}{d} \quad (3-112)$$

Để đơn giản biểu thức trên ta sử dụng hệ số tắt dần (3-104) và tần số góc cho bởi công thức (3-105) ta được.

$$\phi' \left(-\omega_m^2 + j\omega_m 2\sigma + \omega_0^2 \right) = C \phi_0 \frac{1}{q} \frac{J'}{d} \quad (3-113)$$

Ở đây ta cũng sử dụng $n_{\text{th}}=1/(C\tau_{\text{ph}})$. Laser phát xạ photon với tốc độ $1/\tau_{\text{ph}}$ và vì thế công suất điều chế quang, P' sẽ là:

$$P' = \frac{hcI'}{q\lambda_0} \frac{\omega_0^2}{(-\omega_m^2 + j\omega_m 2\sigma + \omega_0^2)} \quad (3-114)$$

Nếu coi sự thay đổi công suất quang do điều chế một chiều là:

$$P'(0) = \frac{hcI'}{q\lambda_0}$$

Thì (3-114) sẽ trở thành:
$$P' = P'(0) \frac{\omega_0^2}{(-\omega_m^2 + j\omega_m 2\sigma + \omega_0^2)}$$

Như vậy ta có thể biểu thị độ sâu điều chế, $m(\omega)$, dưới dạng

$$m(\omega) = \frac{P'}{P'(0)} = \frac{\omega_0^2}{(-\omega_m^2 + j\omega_m 2\sigma + \omega_0^2)} \quad (3-115)$$

3.5.5. DIODE LASER ĐƠN MODE

Tuy Laser đã có nhiều ưu điểm hơn hẳn so với LED nhưng chưa thực sự là các nguồn đơn mode vẫn còn các mode khác ngoài mode cơ bản trong nguồn quang phát ra. Để có được Laser đơn mode phải đạt tỷ lệ nén biên độ giữa mode chính và các mode bên SMSR(Side mode suppression ratio) rất lớn, khi đó trong nguồn quang hầu như chỉ còn tồn tại một mode dọc chính.

Laser có khoảng cách giữa mode dọc khoảng ($\approx 1\text{nm}$) nhỏ hơn rất nhiều so với đường cong khuếch đại, do đó công suất của các mode sẽ rất khác nhau, trong khi đó suy hao truyền dẫn giữa các mode lại không đáng kể. Tỷ số nén mode bên được đưa ra để xác định chế độ hoạt động của Laser, nó được xác định bằng tỷ số công suất của mode chính P_0 và công suất P_1 của mode cạnh mode chính. Tỷ số nén mode bên của laser đơn mode được xác định bởi :

$$\text{SMSR} = \frac{P_0}{P_i} = 1 + \frac{P_0}{\tau_n R_{\text{sp}}} \left(\frac{2\Delta\omega_L}{\Delta\omega_G} \right)^2 \quad (3-116)$$

trong đó : $\Delta\omega_G$ là khoảng tần số mà các mode trong đó được khuếch đại ;

$\Delta\omega_L = \frac{\pi c}{n_g L}$ là khoảng cách giữa các mode dọc liên tiếp ;

n_g là chiết suất nhóm của vật liệu bán dẫn ;

c là vận tốc của ánh sáng ;

L là chiều dài buồng cộng hưởng của diode Laser.

Sự thăng giáng của hệ số SMSR sẽ gây ra nhiễu và được gọi là nhiễu vùng mode, phân bố nhiễu là một hàm mũ theo thời gian. Một yêu cầu được đặt cho laser hoạt động ở chế độ đơn mode là tỷ số SMSR phải lớn đồng thời phải có độ ổn định cao.

Hiện nay cấu trúc của hầu hết các diode Laser dùng trong thông tin quang đều là loại diode tiếp xúc sọc giống như cấu trúc của LED mà chúng ta đã xét ở trên. Cách giảm dòng điện ngưỡng I_{th} dễ thấy nhất là rút ngắn chiều rộng của vùng hoạt tính. Nếu vùng này được tạo bởi các sọc tiếp xúc, thì ta có thể giảm dòng điện ngưỡng I_{th} bằng cách giảm chiều dài buồng cộng hưởng. Nhưng do yêu cầu đối với độ khuếch đại, nên điều đó lại làm cho mật độ dòng điện ngưỡng tăng. Mật độ dòng điện lớn sẽ gây khó khăn cho vấn đề tỏa nhiệt. Chiều dài buồng cộng hưởng thông thường được giới hạn cỡ 150 μm . Do vậy để giảm dòng điện ngưỡng ta cần phải giảm bề rộng tiếp xúc.

Trong một phạm vi nhất định, bề rộng vùng hoạt tính được thiết lập bởi chiều rộng của mặt tiếp xúc. Thực tế thì dòng điện ngưỡng không tỉ lệ với bề rộng sọc tiếp xúc nếu nó ngắn hơn 6 μm . Nguyên nhân là do dòng điện phun có xu hướng khuếch tán ra ngoài khi nó đi xuyên vào Laser. Về cơ bản, ta có vùng hoạt tính độc lập với bề rộng vùng tiếp xúc. Vì vậy dòng điện ngưỡng của diode Laser tiếp xúc sọc thường không nhỏ hơn 120 mA.

chu kỳ của cách tử pha của sóng phải thay đổi $2\pi m$, trong đó m là số nguyên, được gọi là bậc nhiễu xạ Bragg tức là:

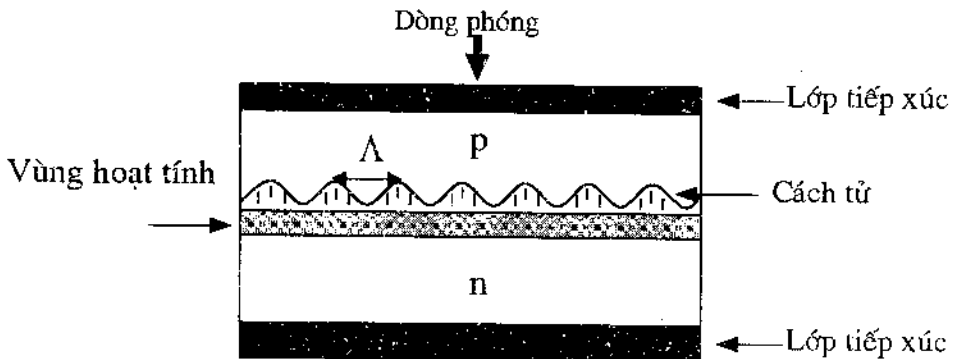
$$2m\pi = 2\Lambda \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda_B} \quad (3-117)$$

Trong đó : n_{eff} là chiết suất hiệu dụng của mode ($n_{\text{eff}} \approx 3,4$ đối với bước sóng $1,55\mu\text{m}$ InGaAsP Laser) ;

Λ là chu kỳ cách tử ;

(hệ số 2 xuất hiện trong biểu thức trên vì ánh sáng phải phản xạ hai lần để trùng pha với sóng tới).

Nếu điều kiện (3-117) không thỏa mãn thì ánh sáng tán xạ từ cách tử sẽ giao thoa triệt tiêu lẫn nhau, kết quả là sóng không thể lan truyền đi được. Khi $m=1$ thì bước sóng λ_B được gọi là bước sóng Bragg bậc một và: $\lambda_B = 2\Lambda n_{\text{eff}}$

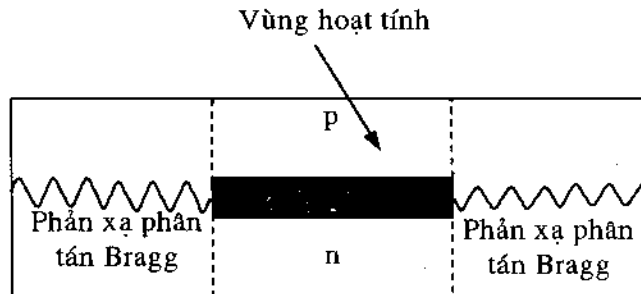


Hình 3.19. Cấu trúc diode Laser hồi tiếp phân tán DFB.

Công thức (3-117) là trường hợp đặc biệt của định luật Bragg và nếu m bằng một đơn vị thì sóng được gọi là thỏa mãn điều kiện Bragg thứ nhất. Ngoài ra cũng có thể ánh sáng phản xạ thỏa mãn điều kiện Bragg thứ hai. Thực tế thì khi $m=2$, chu kỳ cách tử tăng lên và dễ chế tạo hơn. Lưu ý rằng cách tử không nằm trong lớp hoạt tính. Nguyên nhân là do cách tử nằm trong vùng hoạt tính sẽ gây ra sự chuyển vị bề mặt và điều này sẽ làm tăng tỉ lệ tái hợp không bức xạ. Lớp cách tử được thực hiện nhờ công nghệ quang khắc hoặc công nghệ ăn mòn hóa học.

3.5.7. DIODE LASER DBR

Một dạng biến thể của Laser DFB(Distributed Feedback) là Laser phản xạ phân tán Bragg, DBR(Distributed Brag Reflector) Laser.



Hình 3.20. Cấu trúc Laser phản xạ phân tán DBR.

Không giống như công nghệ được sử dụng trong Laser DFB, trong Laser DBR các cách tử chiều dài ngắn đóng vai trò bộ phản xạ chọn lọc tần số, thay thế cho buồng cộng hưởng Fabry-Perot (hình 3.20). Cấu trúc cách tử nằm ở hai bên vùng hoạt tính có tác dụng như hai gương phản xạ với các bước sóng thỏa mãn điều kiện phản xạ. Như vậy sẽ có nhiều mode trong vùng hoạt tính, nhưng chỉ có một bước sóng được phản xạ trở lại và được khuếch đại.

Hệ số ghép cũng là tham số cơ bản của diode Laser DBR. Để tăng hiệu suất ghép giữa Laser với sợi quang cần phải có một số phương pháp ghép để giảm thiểu tiêu hao do ghép. Hệ số ghép được xác định bằng cách lấy tích phân toàn bộ phân bố trường ngang trong vùng hoạt tính và vùng phản xạ phân tán. Vì suy hao xảy ra tại mỗi điểm phản xạ, do đó hệ số ghép có thể xác định:

$$r_{\text{eff}} = Y \cdot r_{\text{gr}} \quad (3-118)$$

trong đó : r_{gr} là hệ số phản xạ do cách tử ;

Y là hệ số ghép.

Có thể xác định được r_{gr} theo biểu thức:

$$r_{\text{gr}} = |r_{\text{gr}}| e^{j\theta_{\text{gr}}} = \frac{j\kappa \sin(\gamma L_B)}{\gamma \cos(\gamma L_B) - j\Delta\beta \sin(\gamma L_B)} \quad (3-119)$$

trong đó : $\Delta\beta = \text{Re}(\Delta\beta) + j\alpha_g$ và $\text{Re}(\Delta\beta)$ là tham số đặc trưng cho sự mất hướng của chùm tia Laser phát ra ;

α_g đặc trưng cho sự hấp thụ của vật liệu định tính trong môi trường phản xạ phân tán.

Cũng giống như Laser DFB, Laser DBR có hệ số nén mode rất cao, trên thị trường hiện nay tỷ số SMSR có thể lên tới 30÷35 dB.

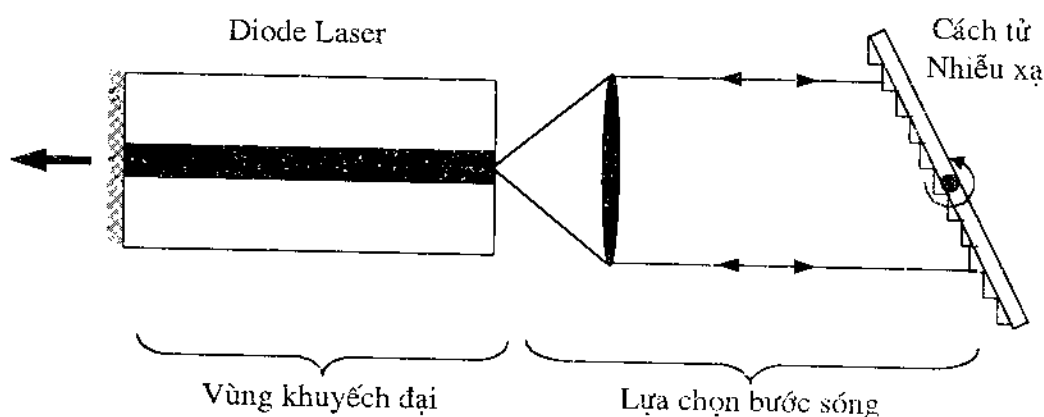
Dòng điện ngưỡng của cả hai loại diode Laser mà ta đã đề cập ở trên chỉ cỡ 20mA, và độ rộng vạch phổ hết sức hẹp, nhỏ hơn 0,5nm. Do đó các tuyến cự li xa, yêu cầu tốc độ cao thường sử dụng hai loại diode nói trên. Như ta đã biết các diode này dựa trên chu kì của cách tử để chọn lọc một bước sóng nào đó. Tuy nhiên, sự biến thiên của nhiệt độ sẽ làm cho các cách tử dẫn ra hay co lại, dẫn đến bước sóng chọn lọc bị thay đổi. Ta có thể điều khiển nhiệt độ Laser bằng cách gắn khối bán dẫn lên bộ phận làm lạnh Peltier. Sau đó ta đặt một điện trở nhiệt gắn khối thiết bị và dùng một vòng điều khiển đơn giản để duy trì nhiệt độ Laser.

3.5.8. DIODE LASER DÙNG BUÔNG CỘNG HƯỞNG NGOÀI

Một phương pháp đơn giản chế tạo Laser có thể điều chỉnh được bước sóng ánh sáng ra là sử dụng bộ chọn lọc bước sóng ngoài, tức là kết hợp Laser và một bộ lọc bước sóng. Theo nguyên lý bộ lọc ngoài sẽ chọn lọc một mode sóng Fabry Perot duy nhất trong số các mode Fabry Perot cùng tồn tại của Laser bằng cách điều chỉnh các tham số của bộ lọc. Điều chỉnh bộ lọc sẽ điều chỉnh được bước sóng chọn cho tới khi bước sóng chọn phù hợp với bước sóng của một mode sóng Fabry-Perot nào đó.

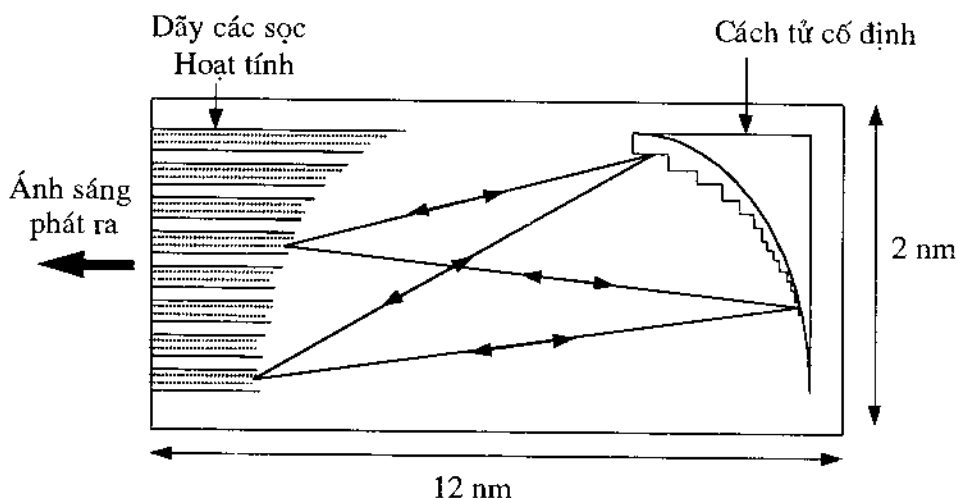
Có rất nhiều cấu trúc của bộ lọc ngoài được áp dụng nhưng chủ yếu vẫn là phương pháp dùng cách tử nhiễu xạ có cấu trúc như hình 3.21. Một trong những mặt cuối của Laser được phủ một lớp chống phản xạ, chùm tia sáng đi ra từ mặt này được trục chuẩn trước khi tới cách tử

nhiều xạ. Cách tử nhiễu xạ đóng vai trò là gương phản xạ và bộ lọc bước sóng hẹp. Mọi thay đổi của cách tử nhiễu xạ đều dẫn đến thay đổi bước sóng lựa chọn, khi quay góc nghiêng của cách tử ta sẽ điều chỉnh được một khoảng rộng bước sóng, khi thay đổi vị trí cách tử theo chiều dọc thì bước sóng chọn sẽ được vi chỉnh. Hiện nay với công nghệ này giới hạn điều chỉnh được bước sóng có thể đạt được trong khoảng $50\div 240\text{ nm}$ tại bước sóng $1,55\mu\text{m}$.



Hình 3.21. Cấu trúc diode Laser dùng buồng cộng hưởng ngoài.

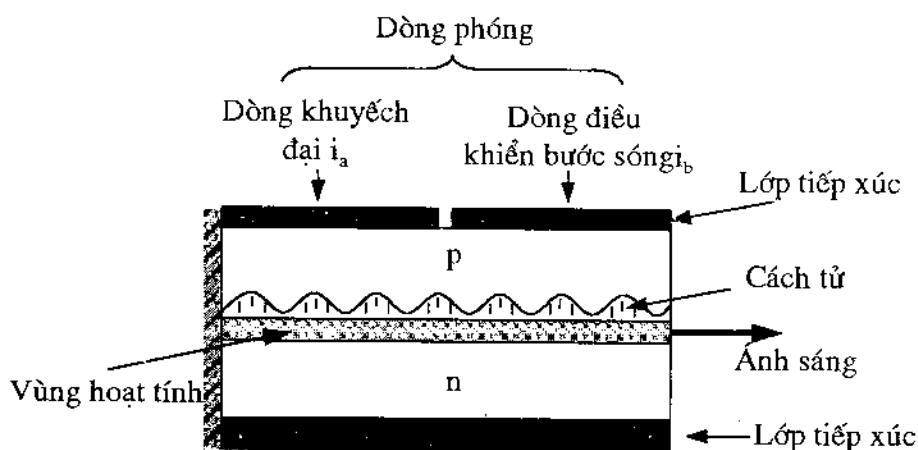
Laser dùng bộ chọn lọc bước sóng ngoài tuy có nhiều ưu điểm nhưng việc điều chỉnh cách tử đạt được độ chính xác cao là rất khó khăn. Cũng dựa vào sự chọn lọc và phản xạ của cách tử nhiễu xạ, thay thế việc phải thay đổi và di chuyển cách tử người ta dùng mảng hai chiều các sọc hoạt tính kết hợp với cách tử nhiễu xạ cố định được gọi là Laser Magic viết tắt của từ Multistripe array grating integrated cavity như hình 3.22. Các sọc hoạt tính này có thể được lựa chọn độc lập nên có nhiều bước sóng khác nhau, cách tử sẽ lựa chọn và ghép với sọc hoạt tính trung tâm ở chỉ một bước sóng. Số lượng bước sóng có thể lựa chọn phụ thuộc vào số sọc hoạt tính, với mô hình có 15 sọc hoạt tính thì khoảng thay đổi giữa các mode được chọn là $1,89\text{nm}$.



Hình 3.22. Cấu trúc của Laser MAGIC.

3.5.9. DIODE LASER DFB HAI NGẮN

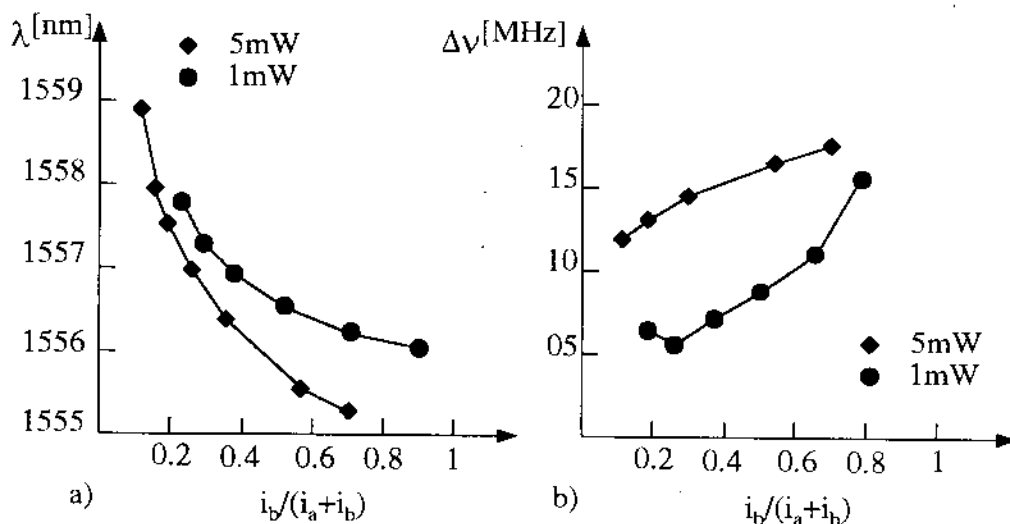
Ngoài khả năng thay đổi được bước sóng một yêu cầu nữa cần đặt ra đối với Diode Laser là khả năng chuyển đổi nhanh giữa các mode lựa chọn mà các công nghệ đã nghiên cứu trên không đáp ứng được yêu cầu này. Khả năng chuyển đổi nhanh giữa các mode sẽ đạt được trong Diode Laser DFB có cấu trúc hai ngắn (hình 3.23). Bằng cách phóng hạt dẫn vào vùng hoạt tính sẽ làm giảm nhỏ hệ số khúc xạ hiệu dụng của nó do vậy mà thay đổi được lần lượt bước sóng ra của Laser.



Hình 3.23. Cấu trúc Laser bán dẫn DFB hai ngắn.

Khoảng biến đổi bước sóng ra được đánh giá bằng sự thay đổi chiết suất do dòng hạt dẫn phóng vào ngăn hoạt tính: $\delta\lambda/\lambda = \delta n_{\text{eff}}/n_{\text{eff}}$. Nếu ngăn hoạt tính có thể thay đổi được chiết suất trong giới hạn 1% thì bước sóng cũng có thể thay đổi được 1% tức là trong khoảng 10÷15nm. Cũng như diode Laser có bộ chọn lọc ngoài, bước sóng chọn lọc của cấu trúc này cũng không liên tục, do chiều dài buồng cộng hưởng của diode Laser phải đủ lớn khoảng (250÷500μm), tức đủ để tồn tại một số mode, mỗi mode có khoảng cách với nhau 1,5÷3nm tương đương với khoảng lựa chọn mode.

Cấu trúc này bao gồm hai ngăn với hai điện cực riêng biệt, ngăn thứ nhất có nhiệm vụ thay đổi chỉ số khúc xạ do đó điều khiển được bước sóng phát, ngăn thứ hai dùng để chuyển đổi tín hiệu điện thành tín hiệu quang. Bước sóng của tín hiệu quang này sẽ được lựa chọn bởi ngăn điều khiển. Như vậy trong cấu trúc này việc điều khiển lựa chọn bước sóng và điều khiển công suất ra hoàn toàn độc lập với nhau.



Hình 3.24. Đường đặc tính của DFB hai ngăn.

a) Thay đổi bước sóng theo dòng i_b ; b) Thay đổi bề rộng phổ theo i_b .

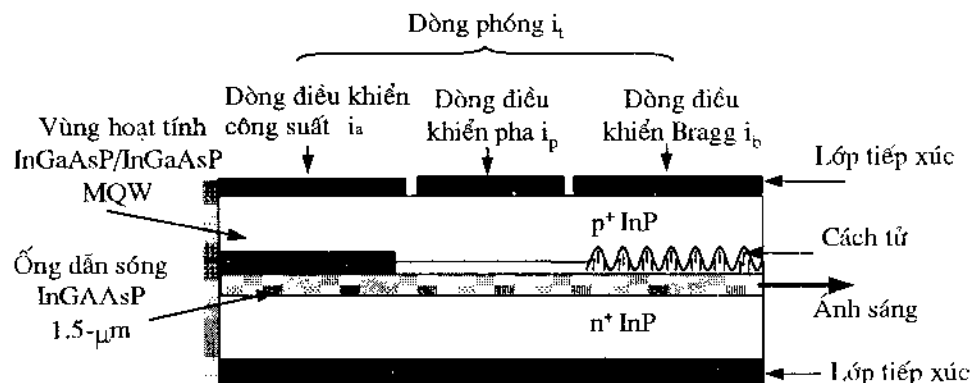
Dòng i_a có mật độ lớn hơn dòng ngưỡng sẽ quyết định công suất quang ra trong khi đó dòng i_b có giá trị nhỏ hơn mật độ dòng ngưỡng

lại quyết định bước sóng lựa chọn. Thực nghiệm đã đạt được khoảng điều chỉnh liên tục là 3,3nm với bề rộng phổ nguồn 15MHz và công suất ra 1mW. Khoảng điều chỉnh bước sóng sẽ bị giới hạn bởi mật độ dòng điều khiển i_b lớn nhất có thể phóng vào ngăn điều khiển.

3.5.10. DIODE LASER DBR HAI NGĂN VÀ BA NGĂN

Để tăng khoảng điều chỉnh bước sóng, người ta tách diode Laser DBR thành hai ngăn là ngăn hoạt tính và ngăn lựa chọn bước sóng của DBR. Ngăn Bragg được làm từ vật liệu bán dẫn có dải cấm rộng hơn ngăn khuếch đại, do đó có thể bơm một dòng lớn vào ngăn Bragg mà không tạo ra photon dẫn đến giới hạn lựa chọn bước sóng được mở rộng hơn. Mô hình này được gọi là DBR hai ngăn.

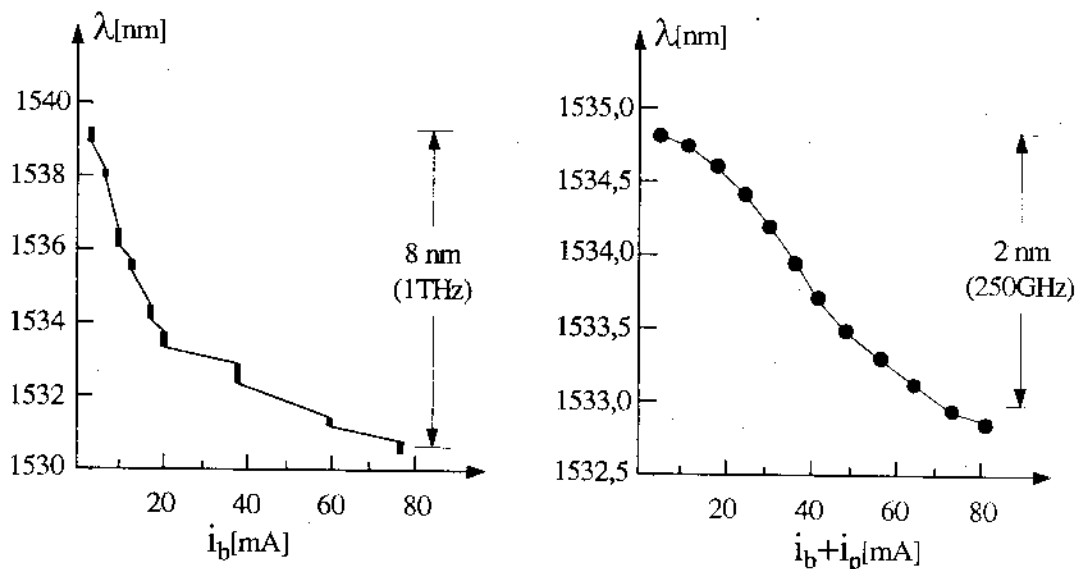
Đặc tính của DBR hai ngăn được cải thiện nếu có thêm ngăn thứ ba có nhiệm vụ điều khiển pha sóng ánh sáng trong buồng Laser. Cấu trúc của DBR ba ngăn và đặc tính điều chỉnh của nó được mô tả trong hình 3.25 và 3.26.



Hình 3.25. Cấu trúc của Laser bán dẫn DBR ba ngăn

Nguyên lý cơ bản điều khiển bước sóng của DBR ba ngăn có thể diễn giải như sau: ngăn DBR có hệ số phản xạ cao và chọn lọc trong dải băng tần hẹp có thể đạt được 3nm. Mode có điều kiện gần điều kiện Bragg nhất sẽ tạo ra laser sau một số chu kỳ phản xạ nếu độ di

pha của sóng là bội của 2π . Ngăn điều khiển pha sẽ lựa chọn bước sóng ra của Laser.



Hình 3.26. Đặc tính điều chỉnh của Laser DBR ba ngăn.

Ngăn hoạt tính, ngăn Bragg và ngăn pha được điều khiển bằng ba dòng độc lập, giới hạn điều chỉnh có thể đạt được $8 \div 10$ nm và điều chỉnh gần như liên tục.

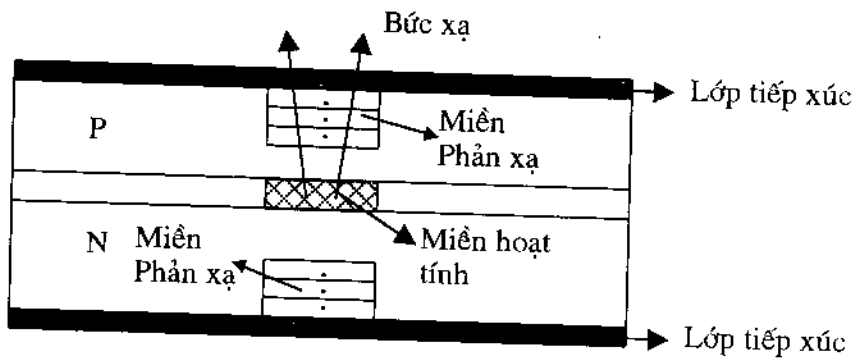
Hiện nay người ta có thể thực hiện được DBR ba ngăn với khoảng điều chỉnh lớn hơn 10 nm, với dòng bơm 40 mA trong cửa sổ $1,55 \mu\text{m}$ của Laser InGaAsP/InP, khoảng điều chỉnh đạt được tới 48 nm nhờ ghép cách tử dọc với bộ lọc ngang.

3.5.11. DIODE LASER PHÁT XẠ MẶT CÓ BUỒNG CỘNG HƯỞNG ĐỨNG

Diode Laser phát xạ mặt có buồng cộng hưởng đứng (Vertical cavity surface emitting Laser diode-VCSEL) là một cấu trúc diode Laser mới, có cấu trúc buồng cộng hưởng đứng như hình 3.27.

Gương phản xạ được cấu trúc bằng nhiều lớp điện môi có chiết suất thay đổi tạo nên cấu trúc gương điện môi. Gương ra (phía trên) có

dạng gương bán mờ có số lớp điện môi ít hơn. Gương đếc (phía dưới) có số lớp phản xạ nhiều hơn, có hệ số phản xạ lớn. Nhờ cấu trúc như trên, ánh sáng được phát xạ mặt trên một vùng rất nhỏ, kích thước vùng phát xạ chỉ tương đương với kích thước sợi quang, do đó hiệu suất ghép của VCSEL vào sợi quang đạt rất cao. VCSEL thường hoạt động ở vùng ánh sáng nhìn thấy và có rất nhiều triển vọng dùng trong hệ thống cáp sợi quang bằng chất dẻo và đặc biệt trong máy tính quang.



Hình 3.27. Cấu trúc Laser phát xạ mặt có buồng cộng hưởng đứng.

CHƯƠNG 4

LASER RẮN

Laser rắn là loại Laser mà môi trường hoạt tính là chất rắn. Chất rắn có thể là đơn tinh thể, hoặc chất vô định hình. Trong Laser rắn nghịch đảo nồng độ thường được thực hiện ở những mức năng lượng của nguyên tử, hoặc của ion tạp chất.

4.1. ĐẶC ĐIỂM CỦA LASER RẮN

Nồng độ hạt bức xạ của Laser rắn thường rất lớn, khoảng $10^{17} \div 10^{20}/\text{cm}^3$ tức lớn hơn khoảng 100÷1000 lần so với chất khí, lúc đầu người ta đã cho rằng chỉ có Laser rắn mới cho công suất lớn. Do nồng độ hạt lớn nên hệ số khuếch đại của Laser rắn lớn hơn nhiều so với Laser khí, do đó với công suất bằng nhau thì thanh hoạt chất nhỏ hơn nhiều.

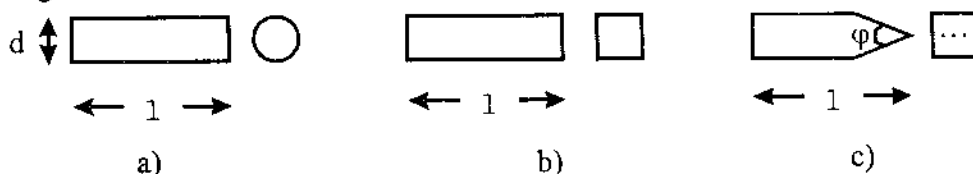
Chất rắn có độ đồng nhất quang học kém hơn nhiều so với chất khí. Do đó tiêu hao do tán xạ sẽ lớn và hệ số phẩm chất của nó sẽ nhỏ. Thanh hoạt chất có chiều dài chỉ khoảng 10÷60 cm. Do độ đồng nhất quang học của thanh hoạt chất nhỏ nên góc mở của tia Laser do nhiễu xạ sẽ rất lớn, thường hàng chục phút, trong khi đó góc mở của Laser khí chỉ vài chục giây.

Trong Laser rắn các hạt sẽ tương tác với nhau do đó các mức năng lượng thường có độ rộng lớn vì vậy vạch bức xạ tự phát và vạch bức xạ Laser thường có dải phổ khá rộng. Độ rộng vạch bức xạ tự phát của chất vô định hình khoảng vài chục $\text{\AA}^0$, của chất đơn tinh thể khoảng vài $\text{\AA}^0$, còn độ rộng của bức xạ Laser khí chỉ vài phần mười $\text{\AA}^0$.

Để tạo nghịch đảo nồng độ trong Laser rắn người ta dùng bơm quang học tức là chiếu ánh sáng của phổ hấp thụ cực đại vào thanh nhiệt chất để tạo tích lũy chủ yếu cho mức Laser trên và do đó tạo nghịch đảo nồng độ.

4.2. HOẠT CHẤT CỦA LASER RẮN

Hoạt chất của Laser rắn thường là điện môi dạng tinh thể hoặc vô định hình có dạng hình trụ tròn. Lớp phản xạ thường được phủ ở ngay đầu thanh, như vậy đầu thanh thường được đánh bóng và được phủ bằng lớp điện môi đủ để đảm bảo hệ số phản xạ cần thiết cho bước sóng Laser.



Hình 4.1. Hình dạng thanh hoạt chất.

Để phản xạ tốt người ta còn dùng hiện tượng phản xạ toàn phần.
Đầu thanh có dạng hình mái nhà, với điều kiện phản xạ là:

$$\varphi \leq 2 \arccos(1/n)$$

Trong đó : n là chiết suất của hoạt chất.

Đường kính thanh chỉ cỡ vài milimet tới 2÷3 cm. Để khử những dao động ký sinh do phản xạ ở mặt xung quanh người ta phải làm cho chúng thật sần sùi. Hoạt chất thường có hai thành phần : chất nền và chất kích hoạt.

Chất nền là chất cơ bản sẽ không tham gia trực tiếp vào những quá trình tạo bức xạ Laser. Chất nền có thể là đơn tinh hoặc vô định hình và có chứa các nguyên tử hoặc ion của chất kích hoạt.

Chất kích hoạt thường có tỉ lệ rất nhỏ chỉ khoảng vài phần trăm so với chất nền. Vì vậy tính chất kỹ thuật cơ bản của hoạt chất sẽ do chất nền quyết định.

Nói chung, chất nền cần bảo đảm những yêu cầu kỹ thuật sau:

- + Bền chắc về cơ học và hóa học để đảm bảo độ bền của môi trường hoạt tính.
- + Bền vững về nhiệt để chịu được bức xạ bơm lớn và bức xạ Laser lớn.
- + Dễ chế tạo về phương diện công nghệ chế tạo và sản xuất hàng loạt.
- + Cho phép gia công cơ khí và gia công quang học (hình dạng, đánh bóng, mài mòn, phủ lớp phản xạ ở hai đầu .v.v.).
- + Đồng nhất quang học cao để đảm bảo tiêu hao nhỏ và hệ số phẩm chất buồng cộng hưởng lớn.
- + Phải trong suốt với bức xạ bơm và bức xạ Laser.

Để làm chất nền người ta hay dùng tinh thể muối kiềm thổ và chủ yếu gồm ba thành phần H_2WO_4 , H_2MoO_4 và HF . Hiện nay người ta dùng rộng rãi nhất chất nền là tinh thể Itri-granat, dạng $Y_3Me_5O_{12}$. Trong đó Me là ký hiệu kim loại, ví dụ AL, Fe, Gadolimi. Chất nền là granat có ưu điểm: giảm được công suất bơm ngưỡng và tăng được hiệu quả bức xạ. Đặc biệt người ta hay dùng $Y_3Al_5O_{12}$ và ký hiệu là YAG.

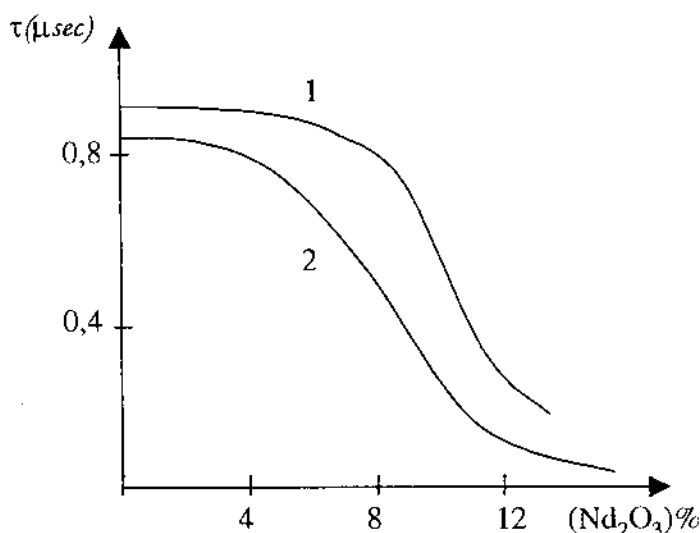
Chất nền Al_2O_3 cũng hay được dùng cho Laser Rubi.

Thủy tinh cũng là chất nền cho Laser thủy tinh. Thủy tinh là chất vô định hình nên có ưu điểm: dễ chế tạo, có thể chế tạo được kích thước lớn và đạt độ đồng nhất cao. Thủy tinh có nhược điểm là độ bền về nhiệt kém và công suất bơm ngưỡng khá lớn.

Chất kích hoạt thường là những nguyên tố đất hiếm như Crôm, Neodym, Urani. Những nguyên tố này thường ở dạng ion hai hoặc ba điện tích. Thành phần tối ưu của chất kích hoạt trong hoạt chất thường được xác định bằng hai lý do độc lập sau:

Khi tăng thành phần chất kích hoạt sẽ làm tăng nồng độ hạt bức xạ, do đó sẽ tăng được công suất ra nhưng khi đó lại tăng tương tác giữa

các hạt trong hoạt chất và do đó làm giảm thời gian sống của những trạng thái công tác của ion kích thích, độ nghịch đảo sẽ giảm và do đó công suất ra sẽ giảm. Trên hình 4.2 biểu diễn sự phụ thuộc thời gian sống của mức Laser trên của ion Nd^{+3} nồng độ oxyt Nd_2O_3 trong mẫu kéo đơn tinh. Khi tăng nồng độ lên thì lúc ban đầu thời gian sống không đổi nhưng sau đó giảm dần. Như vậy rõ ràng có giá trị tối ưu của thành phần chất kích hoạt.



Hình 4.2. Thời gian sống ở mức kích thích của Nd_2^{+3} vào nồng độ của Nd_2O_3 .

Đường cong 1 ứng với : X% Nd_2O_3 , (74-x)% SiO_2 , 10% K_2O , 10% N_2O , 5% BaO , 1% Sb_2O_3 .

Đường cong 2 ứng với : X% Nd_2O_3 , (71-x)% SiO_2 , 16% K_2O , 5% N_2O , 5% BaO , 2% Al_2O_3 , 1% Sb_2O_3 .

4.3. CƠ CHẾ TẠO NGHỊCH ĐẢO NỒNG ĐỘ TRONG LASER RẮN

Những quá trình cơ bản tạo nghịch đảo nồng độ giữa các mức công tác của Laser chủ yếu là quá trình dịch chuyển và khi phân tích điều

3-833-8,2
C.44a.

3-833-8,2
C.44a.

3-833-8,2
C.44a.



3-833-8,2
C.44a.

3-833-8,2
C.44a.

3-833-8,2
C.44a.

3-833-8,2
C.44a.

3-833-8,2
C.44a.

3-833-8,2
C.44a.

3-833-8,2
C.44a.

+ Bức xạ tự phát của trạng thái kích thích với vận tốc :

$$M_{tr} = \gamma_{21}N_2 \quad (4-3)$$

Trong đó : γ_{21} là xác suất của quá trình bức xạ tự phát .

Cân bằng vận tốc của tất cả các quá trình, tức là xét ở trạng thái $2 \leftrightarrow 1$.

$$\rho_b B_{12}N_1 = \rho_b B_{21}N_2 + \gamma_{21}N_2 \quad (4-4)$$

Vì là hệ hai mức, hạt chỉ tồn tại ở một trong hai trạng thái đó nên có thể thiết lập điều kiện bảo toàn hạt :

$$N_1 + N_2 = N \quad (4-5)$$

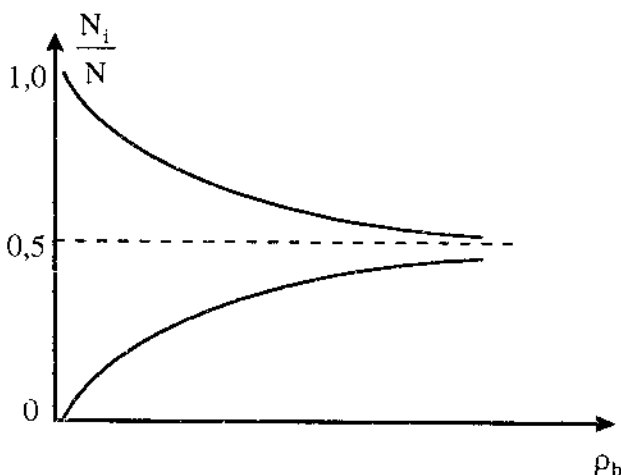
Với N là tổng số hạt trong một đơn vị thể tích của môi trường .

Giải hệ phương trình :

$$\begin{cases} \rho_b B_{12}N_1 = (\rho_b B_{21} + \gamma_{21})N_2 \\ N_1 + N_2 = N \end{cases} \quad (4-6)$$

Ta được: $N_1 = \left(\frac{\gamma_{21} + \rho_b B_{21}}{\gamma_{21} + 2\rho_b B_{21}} \right) \cdot N$ và $N_2 = \left(\frac{\rho_b B_{21}}{\gamma_{21} + 2\rho_b B_{21}} \right) N$

Biểu diễn sự phụ thuộc $N_1 = f_1(\rho_b)$ và $N_2 = f_2(\rho_b)$ trên hình 4.4.



Hình 4.4. Nồng độ tích lũy phụ thuộc vào mật độ bức xạ bơm với hệ 2 mức.

Khi môi trường không được kích thích ($\rho_b=0$) thì tất cả các hạt tồn tại ở trạng thái 1. Khi tăng mật độ bức xạ bơm lên thì nồng độ mức 1 giảm dần và nồng độ mức 2 lại tăng dần. Trong trường hợp tới hạn tức là khi mật độ bức xạ bơm $\rho_b = \infty$ thì nồng độ của 2 trạng thái sẽ bằng nhau. Do đó ở hệ 2 mức nếu dùng bơm quang học thì không thể tạo được nghịch đảo nồng độ và không thể tạo bức xạ Laser được.

Kết luận này rất quan trọng, nó đúng không những với trường hợp bơm quang học mà còn đúng với những trường hợp bơm bất kỳ nếu tồn tại quá trình ngược, và nếu xác suất những quá trình thuận và nghịch bằng nhau tức là:

$$\rho_b B_{12} = \rho_b B_{21}$$

Để khảo sát những hệ ba mức và hệ bốn mức ta hãy xét hệ tổng quát gồm N mức. Để xác định nồng độ của hệ ta cần N phương trình. Với (N-1) trạng thái kích thích ta có thể mô tả sự cân bằng hạt bằng sự cân bằng vận tốc tích lũy và vận tốc nghèo hóa của các trạng thái.

Phương trình vận tốc đối với mức trên là mức N được viết như sau :

$$\rho_b B_{1n} N_1 - [\rho_b B_{n1} + \sum_{i=1}^{n-1} \gamma_{ni}] N_n = 0 \quad (4-7)$$

trong đó : $\sum_{i=1}^{n-1} \gamma_{ni}$ là tổng xác suất nghèo hóa của mức trên.

Chúng ta xét phương trình vận tốc đối với các mức trung gian.

Mức trung gian K bất kỳ sẽ được tích lũy do dịch chuyển từ các mức trên nó xuống, còn mức K bị nghèo hóa do dịch chuyển tự phát xuống các mức dưới mức K. Cân bằng vận tốc đối với trạng thái trung gian K được viết như sau:

$$\sum_{i=k+1}^n \gamma_{ik} N_i - N_k \sum_{i=1}^{k-1} \gamma_{ki} = 0 \quad (4-8)$$

Trong đó: $\sum_{i=1}^{k-1} \gamma_{ki}$ là tổng xác suất của mức K.

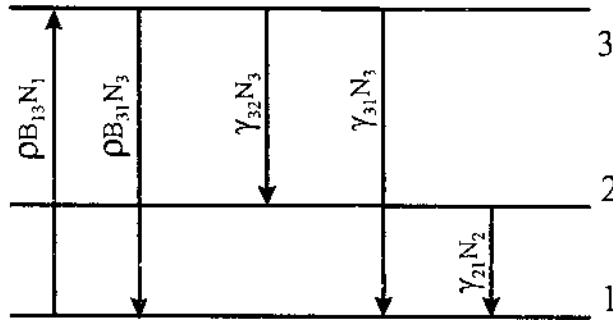
Vì có (N-2) mức trung gian nên có thể lập (N-2) phương trình tương ứng.

Điều kiện bảo toàn hạt được viết như sau:

$$\sum_{i=1}^n N_i = N \quad \text{Với } N \text{ là tổng số hạt trong hệ.}$$

Hệ phương trình trên sẽ cho phép xác định sự phụ thuộc nồng độ của trạng thái bất kỳ vào mật độ bức xạ bơm ρ_b và vào xác suất dịch chuyển. Có được phương trình tổng quát cho hệ gồm N mức đó, chúng ta sẽ dễ dàng khảo sát hệ gồm 3 hoặc 4 mức.

4.3.2. HỆ TRẠNG THÁI BA MỨC



Hình 4.5. Cấu trúc hệ 3 trạng thái.

Với hệ 3 mức thì hệ phương trình sẽ là:

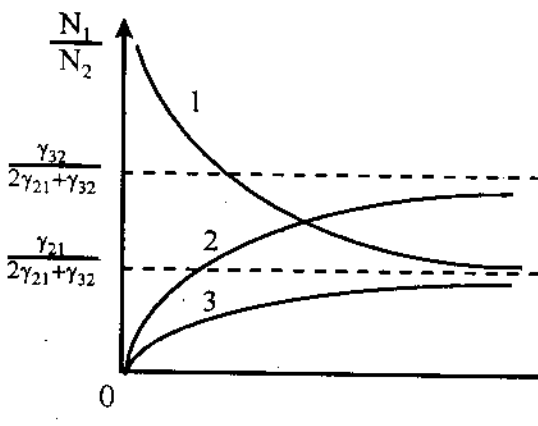
$$\begin{cases} \rho_b B_{13} N_1 - [\rho_b B_{31} + (\gamma_{31} + \gamma_{32})] N_3 = 0 \\ \gamma_{32} N_3 - \gamma_{21} N_2 = 0 \\ N_1 + N_2 + N_3 = N \end{cases} \quad (4-9)$$

Giải hệ phương trình này đối với nồng độ của trạng thái ta được:

$$N_1 = \left[\frac{\gamma_{21}(\gamma_{31} + \gamma_{32} + \rho_b B_{31})}{\gamma_{21}(\gamma_{32} + \gamma_{31}) + (2\gamma_{21} + \gamma_{32})\rho_b B_{31}} \right] N \quad (4-10)$$

$$N_2 = \left[\frac{\gamma_{32}\rho_b B_{31}}{\gamma_{21}(\gamma_{32} + \gamma_{31}) + (2\gamma_{21} + \gamma_{32})\rho_b B_{31}} \right] N \quad (4-11)$$

3-833-833
00448800
JES-833
00448800

$$\gamma_{32} > \gamma_{21}.$$


Hình 4.6. *Nồng độ tích lũy phụ thuộc vào mật độ bức xạ bơm với hệ 3 mức.*

Từ hình 4.6 ta thấy khi chưa được bơm ($\rho_b=0$) tất cả hạt tập trung ở trạng thái dưới. Khi mật độ bức xạ bơm tăng lên thì mức trên và mức trung gian được tích lũy. Độ tích lũy của trạng thái cơ bản và trạng thái trên sẽ tiến tới giá trị:

$$N_1' = N_3' = \left[\frac{\gamma_{21}}{2\gamma_{21} + \gamma_{32}} \right] N \quad (4-13)$$

Ta nhận thấy N_1 và N_3 ở trạng thái tới hạn đó sẽ nhỏ hơn $1/2$ nồng độ hạt tổng cộng tức $N'_1 = N'_3 < N/2$.

Độ tích lũy của trạng thái trung gian khi đó sẽ là:

$$N_2' = \lim_{p_b \rightarrow \infty} N_2 = \left(\frac{\gamma_{32}}{2\gamma_{21} + \gamma_{32}} \right) N$$

Nếu xác suất dịch chuyển $\rho_b B_{32} > \rho_b B_{21}$ thì bắt đầu từ giá trị mật độ bơm ngưỡng, tức là $\rho_b = \rho_b^*$ nồng độ mức 2 sẽ lớn hơn nồng độ mức 1 tức là hình thành nghịch đảo nồng độ giữa mức 2 và mức 1 và ρ_b^* gọi là mật độ bơm ngưỡng. Khi ρ_b tăng lên thì nghịch đảo nồng độ cũng sẽ tăng lên và tiến tới giá trị tới hạn:

$$\lim_{\rho_b \rightarrow \infty} \Delta N_{21} = \left(\frac{\gamma_{32} - \gamma_{21}}{2\gamma_{21} + \gamma_{32}} \right) N \quad (4-14)$$

Trong đó : $\Delta N_{21} = N_2 - N_1$

Như vậy trong hệ ba mức có thể có nghịch đảo nồng độ ở 2-1 nếu xác suất phân rã tự phát của mức 3 do dịch chuyển xuống mức 2 là $\gamma_{32} > \gamma_{21}$, và nếu mật độ bức xạ bơm lớn hơn giá trị bơm ngưỡng $\rho_b > \rho_b^*$.

Cân bằng biểu thức $N_1 = N_2$ ta sẽ dễ dàng xác định được ρ_b^* và:

$$\rho_b^* = \frac{\gamma_{21}(\gamma_{32} + \gamma_{31})}{B_{31}(\gamma_{32} - \gamma_{21})} \quad (4-15)$$

Từ công thức trên suy ra : Với hệ ba mức, muốn cho mật độ bơm ngưỡng nhỏ thì γ_{21} phải nhỏ tức là thời gian sống của mức 2 phải lớn.

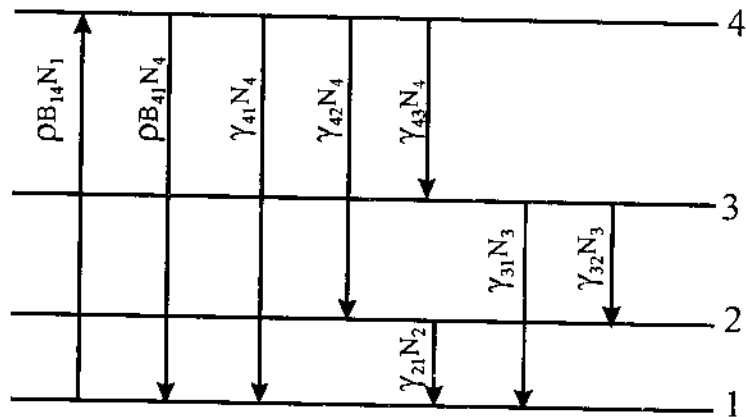
4.3.3. HỆ TRẠNG THÁI BỐN MỨC

Trong hệ 4 mức chúng ta cũng xét tương tự như đối với hệ 3 mức trên. Bơm quang học sẽ chuyển hạt từ trạng thái 1 lên trạng thái 4. Hệ phương trình động học được viết như sau:

$$\begin{cases} \rho_b B_{41} N_1 = (\rho_b B_{41} + \nu_4) N_4 \\ \gamma_{43} N_4 = \gamma_3 N_3 \\ \gamma_{42} N_4 + \gamma_{32} N_3 = \gamma_2 N_2 \\ N_1 + N_2 + N_3 + N_4 = N \end{cases} \quad (4-16)$$

Trong đó : γ_i là xác suất nghèo hóa, tổng của trạng thái thứ i nào đó, ví dụ:

$$\nu_3 = \sum_{i=1}^2 \gamma_{3i}$$



Hình 4.7. Cấu trúc hệ 4 trạng thái.

Giải hệ phương trình trên ta được :

$$N_1 = \left[\frac{Y + \gamma_2 \gamma_3 B_{41} \rho_b}{Y + Z B_{41} \rho_b} \right] N \quad (4-17)$$

$$N_2 = \left[\frac{(\gamma_{42}\gamma_3 + \gamma_{32}\gamma_{42})B_{41}\rho_b}{Y + ZB_{41}\rho_b} \right] N \quad (4-18)$$

$$N_3 = \left[\frac{\gamma_{43}\gamma_2 B_{41}\rho_b}{Y + ZB_{41}\rho_b} \right] N \quad (4-19)$$

$$N_4 = \left[\frac{\gamma_2 \gamma_3 B_{41} \rho_b}{Y + Z B_{41} \rho_b} \right] N \quad (4-20)$$

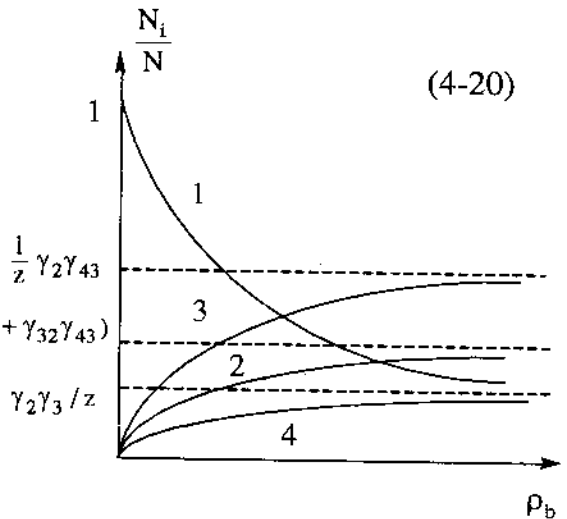
Trong đó :

$$\mathbf{Y} = \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$$

$$Z = 2\gamma_2 \gamma_3 + \gamma_{42}\gamma_3$$

$$+ \gamma_{43}\gamma_2 + \gamma_{32}\gamma_{43}$$

Những biểu thức từ (4-17) đến (4-20) giúp ta phân tích sự phụ thuộc nông độ của trạng thái vào



Hình 4.8. Phân bố nông độ hạt của hệ 4 mức

mật độ bức xạ bơm. Quan hệ $N_i/N=f(\rho_b)$ được biểu diễn trên hình 4-8 với điều kiện.

$$\gamma_2\gamma_{43}>(\gamma_3\gamma_{42}+\gamma_{32}\gamma_{43})$$

BIỆN LUẬN VỀ KẾT QUẢ THU ĐƯỢC

Khi không có bức xạ bơm ($\rho_b=0$) tất cả các hạt nằm trong trạng thái 1. Khi ρ_b tăng lên thì nồng độ của trạng thái kích thích sẽ tăng lên, còn độ tích lũy của trạng thái cơ bản lại giảm đi. Khi mật độ bức xạ bơm rất lớn thì nồng độ của những mức kích thích sẽ tới giá trị tới hạn.

$$N_1' = \lim_{\rho_b \rightarrow \infty} N_1 = \lim_{\rho_b \rightarrow \infty} N_4 = \gamma_2\gamma_3 \frac{N}{Z}$$

$$N_2' = \lim_{\rho_b \rightarrow \infty} N_2 = (\gamma_3\gamma_{42} + \gamma_{32}\gamma_{43}) \frac{N}{Z}$$

$$N_3' = \lim_{\rho_b \rightarrow \infty} N_3 = \gamma_2\gamma_{43} \frac{N}{Z}$$

Với điều kiện $N_3' > N_2'$ được thỏa mãn tức là:

$$\gamma_2\gamma_{43}>(\gamma_3\gamma_{42}+\gamma_{32}\gamma_{43})$$

thì nồng độ của mức 3 sẽ luôn luôn lớn hơn nồng độ của mức hai và do đó ở dịch chuyển $3 \rightarrow 2$ sẽ có nghịch đảo nồng độ.

Có thể nói rằng, tất cả những chất rắn làm việc ở sơ đồ 4 mức đều bức xạ ở dịch chuyển $3 \rightarrow 2$. Khảo sát trên mang tính chất lý tưởng và không cho ta xác định được giá trị nghịch đảo ngưỡng. Ta thấy ngay rằng : khi mức bơm nhỏ nhất thì N_3 đã lớn hơn N_2 rồi. Trong thực tế thì ngưỡng của hệ 4 mức nhỏ hơn của của hệ 3 mức nhiều vì trong hệ 4 mức, mức Laser dưới là mức kích thích chứ không phải là mức cơ bản.

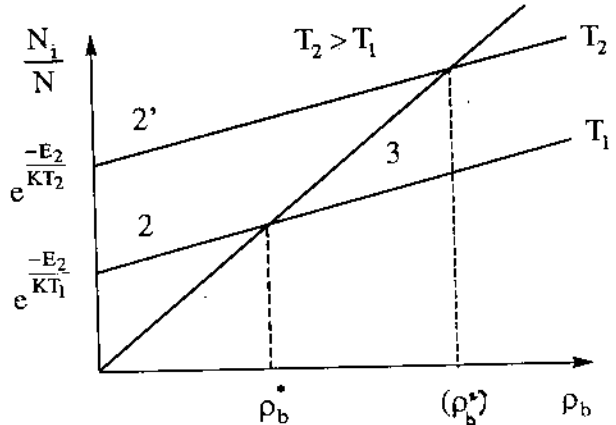
Trong hệ 4 mức, còn phải chú ý tới nhiệt độ của hoạt chất và năng lượng của trạng thái 2. Nếu hoạt chất có nhiệt độ nhất định T thì ngay khi $\rho_b = 0$, mức 2 đã được kích thích rồi. Nếu thừa nhận phân bố Boltzman cho môi trường không kích thích thì có thể coi nồng độ của mức 2 là:

$$N_2 \approx N \cdot \exp\left(\frac{-E_2}{KT}\right)$$

trong đó: E_2 là năng lượng của trạng thái 2 ;
 T là nhiệt độ của hoạt chất.

Khi mật độ bức xạ bơm còn nhỏ thì chúng ta chưa có nghịch đảo nồng độ và điều đó chỉ xảy ra khi $\rho_b > \rho_b^*$ (hình 4.9).

Độ tích lũy của trạng thái 3 sẽ rất nhỏ khi không bơm nhưng sẽ tăng rất nhanh khi mật độ bơm ρ_b tăng. Độ tích lũy của trạng thái 2 trong môi trường không kích thích sẽ được xác định bằng biểu thức Boltzman

$$N_2 \approx N \cdot \exp\left(\frac{-E_2}{KT}\right) \text{ và sẽ tăng dần lên khi } \rho_b \text{ tăng.}$$


Hình 4.9. Nồng độ phụ thuộc vào nhiệt độ.

Khi $\rho_b = \rho_b^*$ thì $N_3 = N_2$, ta gọi đó là chế độ ngưỡng.

Từ hình 4.9 ta thấy, nhiệt độ của hoạt chất T càng lớn thì nồng độ của trạng thái 2 ở lúc ban đầu sẽ lớn và ρ_b^* sẽ càng lớn, và ρ_b^* cũng phụ thuộc cả vào năng lượng của trạng thái 2.

Mức 2 phân bố càng cao thì nồng độ của nó càng nhỏ và do đó ρ_b^* càng nhỏ. Như vậy ta có thể nêu yêu cầu chung đối với chất kích hoạt của Laser rắn:

- Chất kích hoạt phải có phổ hấp thụ rộng quanh tần số bơm.
- Trong hệ 3 mức thì hoạt chất phải thỏa mãn điều kiện $\gamma_{32} > \gamma_{21}$.

- Với hệ 4 mức thì hoạt chất phải thỏa mãn điều kiện $\gamma_2\gamma_{43} > (\gamma_3\gamma_{42} + \gamma_{32}\gamma_{43})$.
- Mức 2 trong hệ 4 mức phải phân bố càng cao càng tốt và ít nhất phải lớn hơn KT.
- Với hệ 4 mức nhiệt độ của hoạt chất càng thấp càng tốt.

4.4. NGUỒN BỨC XẠ BƠM VÀ HỆ THỐNG BƠM QUANG HỌC

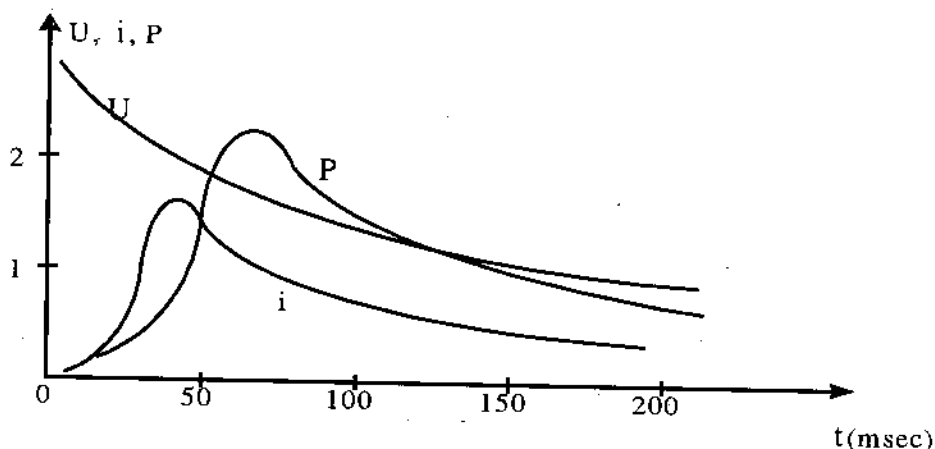
Khác với Laser khí, trong Laser rắn để tạo nghịch đảo nồng độ người ta dùng bơm quang học, tức là dùng nguồn bức xạ ngoài chiếu vào hoạt chất. Các hạt của hoạt chất sẽ hấp thụ bức xạ bơm và chuyển lên trạng thái kích thích. Khi đó phổ bức xạ bơm phải được chọn thế nào để chủ yếu tích lũy cho mức trên.

Muốn nghịch đảo nồng độ đủ lớn để có được bức xạ ($\Delta N > \Delta N^*$) thì nguồn sáng phải có cường độ lớn. Độ sáng ngưỡng thường khoảng vài chục W/cm^2 đối với hệ 3 mức. Cường độ sáng đó dễ dàng đạt được ở chế độ xung, vì vậy mà lúc đầu mới chỉ xuất hiện Laser xung, sau này do hoàn thiện công nghệ hoạt chất, giảm được độ sáng ngưỡng người ta mới chế ra Laser rắn làm việc ở chế độ liên tục. Hoạt chất khi đó phải rất bền vững về nhiệt, có độ nghịch đảo ngưỡng nhỏ, và phải được làm lạnh tốt.

Hệ thống bơm quang học thường gồm đèn bơm, hệ thống phản xạ để hội tụ ánh sáng vào hoạt chất. Hiệu suất của hệ thống bơm có thể xác định bằng:

$$\eta_b = \frac{\text{Thông lượng bức xạ do hoạt chất hấp thụ}}{\text{Công suất đèn bơm}}$$

Phổ của đèn Xenon xung khi mật độ dòng phóng điện lớn gần giống phổ của vật đen lý tưởng.



Hình 4.10. Sự thay đổi của U, I, P theo thời gian trong nguồn bơm.

Trong quá trình phóng điện của tụ qua đèn, điện áp trên đèn U , dòng điện I và công suất bức xạ P sẽ biến đổi như biểu diễn trên hình 4.10.

Bức xạ lúc đầu tăng nhanh sau giảm dần. Thời gian τ_{xung} phụ thuộc vào nhiều yếu tố, ví dụ τ_{xung} sẽ lớn khi đèn có chiều dài lớn. Khi tăng điện áp phóng điện thì τ_{xung} cũng tăng nhưng tăng rất chậm. Đối với những tần đoạn khác nhau của phổ bức xạ, τ_{xung} cũng có thể khác nhau.

Năng lượng cực đại một lần phóng của đèn phụ thuộc vào cấu tạo của đèn. Chỉ có khoảng 20÷30% năng lượng của nguồn chuyển thành năng lượng bức xạ, phần còn lại đều ở dạng nhiệt. Vì vậy trong thời gian xung đèn phải chịu tải về nhiệt rất lớn, rất có thể làm nứt và làm hỏng đèn. Do đó ống phóng thường được làm bằng thạch anh có độ dẫn nhiệt lớn, độ bền nhiệt cao. Năng lượng xung không lớn và tần số xung nhỏ thường do nguyên nhân về nhiệt này.

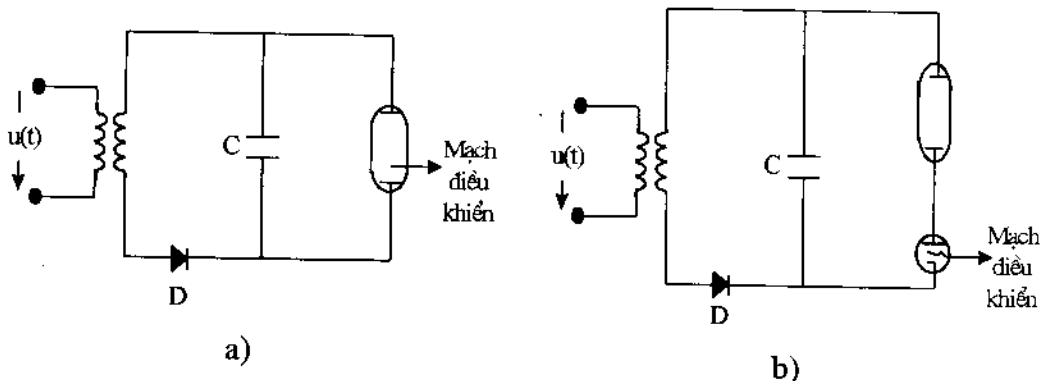
Tụ cao áp C được tích điện qua biến thế nâng áp và đèn chỉnh lưu (hình 4.11) điện áp tích có thể nhỏ hơn điện áp phóng điện của đèn xung (hình 4.11a). Đèn được kích thích phóng điện bằng một tín hiệu từ mạch điều khiển đưa vào điện cực thứ ba của đèn. Trong hình 4.11b tín hiệu điều khiển được đưa vào lưới của đèn Tiratron hoặc thyristo

nối nối tiếp với đèn phóng điện. Khi tụ điện phóng qua đèn sẽ tạo ra một xung bức xạ rất lớn dùng để bơm quang học. Năng lượng phóng điện chủ yếu do điện dung của tụ và điện áp tích điện xác định :

$$E_g = \frac{1}{2} CU^2$$

Trong thực tế ở những nguồn xung công suất lớn người ta hay dùng một bộ gồm nhiều tụ để có điện dung tổng khoảng vài nghìn microfara và được tích tới điện áp vài kilovolt. Phổ bức xạ của phóng điện xung thường gồm rất nhiều vạch và dính liền nhau tạo thành phổ liên tục, phổ kín của cả một dải sóng. Trên hình 4.12 giới thiệu phổ phóng điện xung của đèn Xenon ở dải hồng ngoại gần và dải ánh sáng nhìn thấy hay dùng trong Laser rắn.

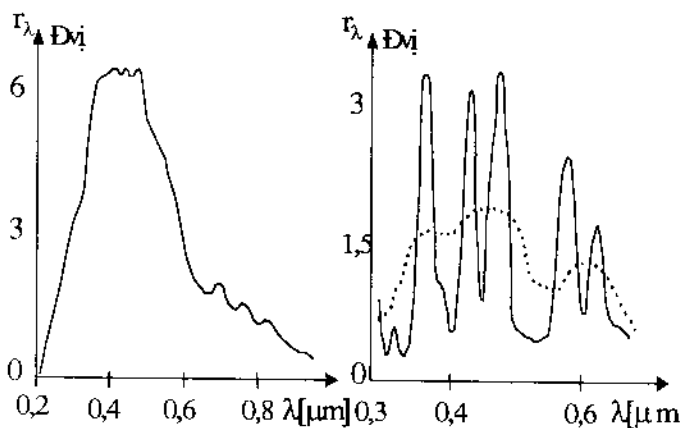
Tần số xung thường được hạn chế ở giá trị nhỏ hơn 1kHz vì nếu lớn hơn thì phóng điện xung sẽ chuyển thành phóng điện hồ quang liên tục.



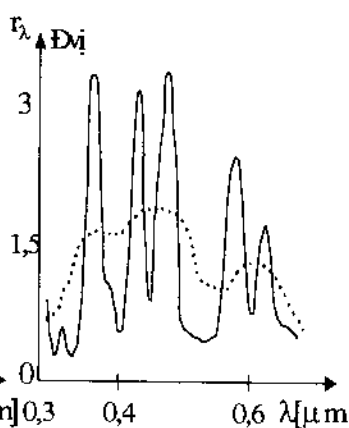
Hình 4.11. Nguồn bơm quang học.

Để bơm quang học cho những Laser rắn làm việc ở chế độ liên tục người ta thường dùng đèn hơi thủy ngân phóng điện hồ quang. Đèn phải được làm lạnh bằng nước, có ống phóng với đường kính khá nhỏ chỉ cỡ 1÷2 mm. Khi đèn làm việc, áp suất hơi thủy ngân trong ống đạt tới 100 atm. Phổ bức xạ của đèn giống phổ bức xạ của đèn xung và là phổ đầy trong dải tần rất rộng. Khi tăng áp suất lên thì những vạch phổ rời rạc sẽ biến thành phổ liên tục (hình 4.13). Hiện nay để bơm trong

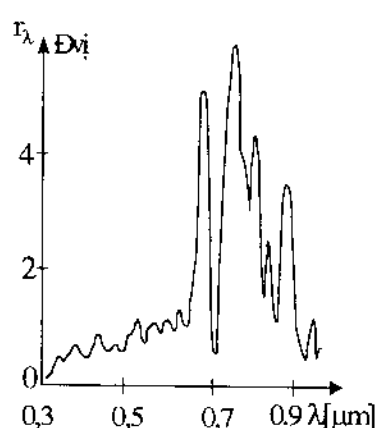
chế độ liên tục người ta dùng đèn phóng điện Xenon công suất lớn, phóng điện xảy ra giữa hai cực lạnh đặt gần nhau trong hình tròn bằng thạch anh. Phổ bức xạ khi đó chứa nhiều dải khá mạnh ở $\lambda \cong 1\mu\text{m}$ và một nền rất đều đặn (hình 4.14).



Hình 4.12

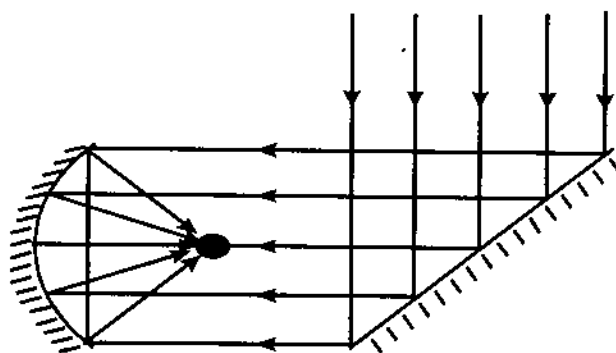


Hình 4.13

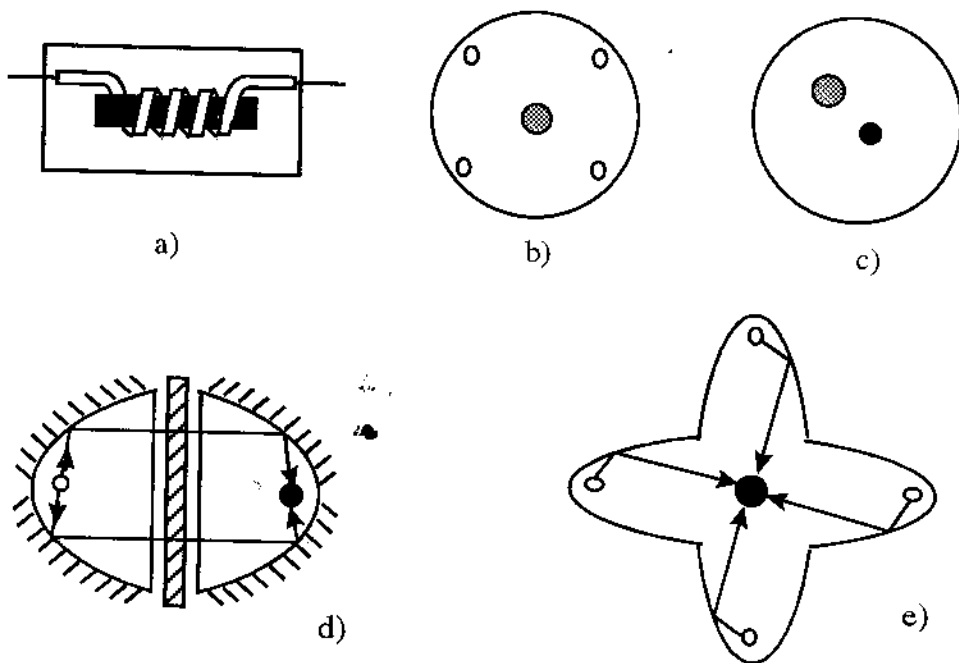


Hình 4.14

Để bơm quang học ở chế độ liên tục người ta còn dùng đèn dây tóc nhưng được bơm hơi Iode vào để tăng tuổi thọ cho đèn. Người ta cũng còn dùng năng lượng mặt trời để làm nguồn năng lượng bơm quang học. Bức xạ mặt trời được hội tụ vào thanh hoạt chất nhờ một hệ gương (hình 4.15) gồm một gương phẳng và một gương cầu lõm, thanh hoạt chất được đặt ở tiêu điểm của gương lõm.



Hình 4.15. Bức xạ mặt trời được hội tụ.



Hình 4.16. Buồng cộng hưởng quang học.

Một trong những hệ thống bơm quang học đầu tiên được giới thiệu trên hình 4.16a. Đèn có dạng xoắn lò xo bao quanh thanh hoạt chất. Người ta còn dùng 4 đèn bơm hình trụ thẳng như đã trình bày ở trên hình 4.16b. Cũng có thể đặt đèn bơm và thanh hoạt chất gần nhau hơn (hình 4.16c). Ở đây thanh hoạt chất đặt trùng với ảnh của đèn bơm đối với mặt phản xạ gương hình trụ.

Hệ thống biểu diễn trên hình 4.16d gồm hai gương parabol hướng vào nhau. Đèn bơm dạng thẳng được đặt ở một tiêu trục, còn thanh hoạt chất được đặt ở tiêu trục kia. Hệ thống được biểu diễn trên hình 4.16e cho công suất lớn hơn. Hệ gồm 4 gương elipse mà những trục chính của chúng đặt vuông góc với nhau và một trong những tiêu điểm của chúng trùng nhau. Chính tại đó đặt thanh hoạt chất, còn những tiêu điểm khác đặt đèn bơm. Công suất bức xạ của 4 đèn bơm hầu như được tập trung vào thanh hoạt chất.

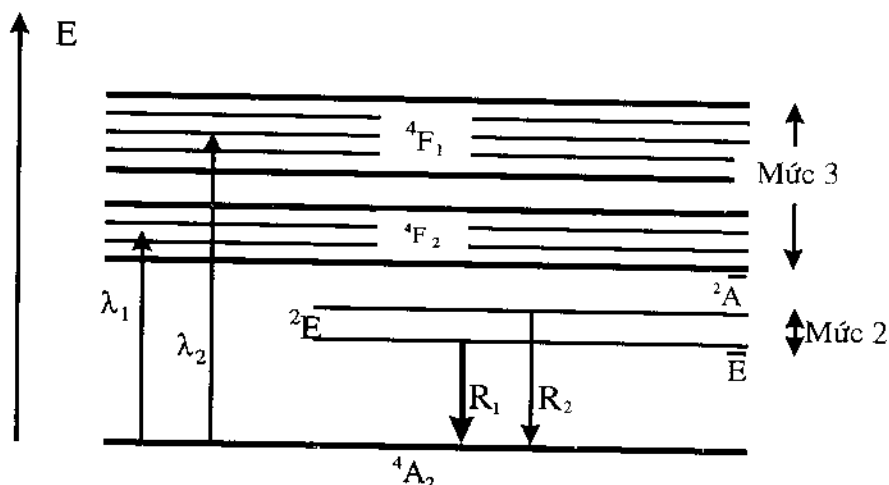
4.5. LASER RUBI

Rubi là một tinh thể oxýt nhôm Al_2O_3 trong đó một số những ion Al^{3+} đã được thay bằng các ion Cr^{3+} . Đơn tinh thể được kéo trong lửa oxy-hydro ở nhiệt độ lớn hơn 2000°C .

Để đạt độ đồng nhất quang học cao, nhiệt độ ở miền tinh thể cần được duy trì với độ chính xác rất cao, khoảng 1/10 độ. Thanh Rubi thường có dạng hình trụ dài khoảng $100 \div 300\text{mm}$, đường kính tới $30 \div 50\text{mm}$. Thông dụng là những thanh có kích thước $l=75 \div 80\text{mm}$, $d=6 \div 8\text{mm}$, hoặc $l=120 \div 130\text{mm}$, $d=8 \div 15\text{mm}$ và $l=240 \div 250\text{mm}$, $d=12 \div 20\text{mm}$. Những thanh đó phù hợp với kích thước của những đèn bơm xung, có độ dài phóng điện $l=80\text{ mm}$, hoặc $l=120 \div 150\text{ mm}$ và 250mm . Rubi có độ bền cơ học cao, độ bền hóa học cao và dẫn nhiệt tốt bảo đảm những yêu cầu tốt về vật liệu Laser.

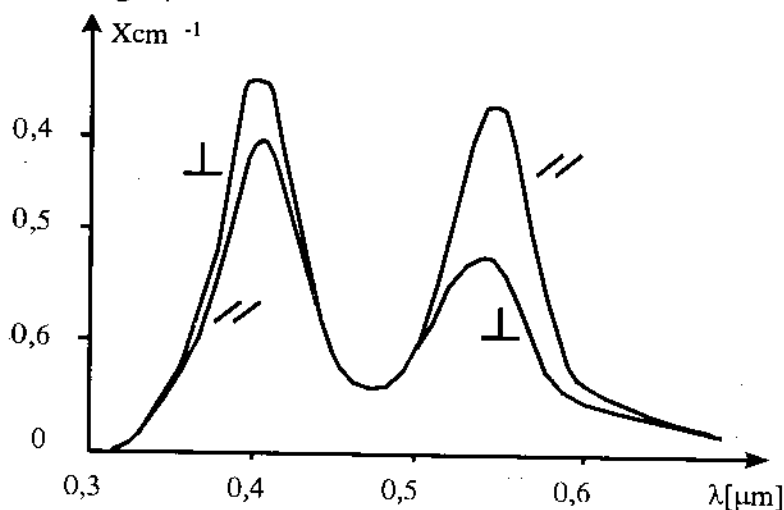
Công nghệ kéo đơn tinh thể Rubi phải rất hoàn hảo mới bảo đảm được những yêu cầu về vật liệu Laser. Cấu hình điện tử của trạng thái cơ bản của ion Cr^{3+} là $3d^3(^3F_{4/3})$. Do tương tác giữa các ion của mạng tinh thể mà trạng thái cơ bản sẽ phân thành nhiều mức. Đồ thị những mức năng lượng thấp được biểu diễn trên hình 4.17.

Hai mức $^2\bar{A}$ và $\bar{E}$ phân bố gần nhau tạo thành mức 2 là 2E là những mức siêu bền. Dịch chuyển $2 \rightarrow 1$ bị cấm do nguyên lý chọn lọc. Hai dải rất rộng 4F_1 và 4F_2 tạo thành mức 3 là những mức có thời gian sống nhỏ, trong đó dịch chuyển tự phát $3 \rightarrow 2$ có xác suất lớn. Đó là dịch chuyển không bức xạ do năng lượng nội của ion chuyển thành năng lượng nhiệt của mạng tinh thể. Nghịch đảo nồng độ giữa các trạng thái được thực hiện theo hệ 3 mức. Bức xạ bơm được tinh thể hấp thụ ở dịch chuyển $1 \rightarrow 3$. Phổ hấp thụ của ion Cr^{3+} tương đối rộng gồm hai dải với $1000\text{\AA}$, cực đại của chúng ở vùng xanh lá mạ $\lambda_1 = 0,56\mu\text{m}$ (4F_2), tím $\lambda_2 = 0,4\mu\text{m}$ (4F_1) (xem hình 4.18).



Hình 4.17. Đồ thị mức năng lượng.

Hấp thụ của Rubi phụ thuộc vào phương truyền ánh sáng đối với quang trục của tinh thể, trong đó ký hiệu “//” là ứng với ánh sáng tới song song với quang trục tinh thể, còn “ $\perp$ ” là trường hợp của ánh sáng vuông góc với quang trục tinh thể. Rubi hấp thụ mạnh ở dải sóng cực tím (4F_1) nhưng do suất lượng tử nhỏ nên dải đó ít ảnh hưởng tới nghịch đảo nồng độ.



Hình 4.18. Phổ hấp thụ của ion Cr^{3+} .

Những Ion Cr^{3+} hấp thụ được bức xạ bơm (ánh sáng xanh) sẽ chuyển lên trạng thái kích thích 4F_2 . Thời gian sống của những ion

Crom Cr^{+3} ở trạng thái 4F_1 và 4F_2 (τ_{32}) rất nhỏ chỉ khoảng 5.10^{-8} sec. Một số ít những Ion Cr^{+3} kích thích có thể dịch chuyển xuống trạng thái xuất phát 4A_2 còn đại đa số (70% ÷ 75%) dịch chuyển không bức xạ xuống mức 2E gồm 2 mức ion 2A và E , hiệu năng lượng của chúng rất nhỏ, cỡ $5,8.10^{-22}$ Jun ($3,6.10^{-3}\text{eV}$). Hai mức đó tồn tại ở trạng thái cân bằng nhiệt và theo phân bố Boltzman thì nồng độ của mức con E sẽ lớn hơn mức 2A . Phân bố lại hạt giữa 2 mức đó và quá trình thiết lập trạng thái cân bằng xảy ra rất nhanh, chỉ cỡ 10^{-7} sec.

Trong bức xạ tự phát của Rubi, người ta quan sát thấy 2 vạch phổ R_1 và R_2 ứng với dịch chuyển $E \rightarrow ^4A_2$ và $^2A \rightarrow ^4A_2$. Bước sóng của chúng phụ thuộc vào nhiệt độ của thanh hoạt chất. Đó chính là đặc điểm chung của Laser rắn (nhiệt độ sẽ ảnh hưởng tới sự tách mức). Đặc điểm đó được thể hiện trong bảng sau:

Vạch	λ [$\text{\AA}$]	
	$T = 300^\circ\text{K}$	$T = 77^\circ\text{K}$
R_1	6943	6934
R_2	6929	6920

Nếu không dùng biện pháp đặc biệt nào thì Laser Rubi sẽ bức xạ ở dịch chuyển R_1 vì dịch chuyển $\bar{E} \rightarrow ^4A_2$ đạt được độ nghịch đảo ngưỡng sớm hơn. Bức xạ ở dịch chuyển $\bar{E} \rightarrow ^4A_2$ sẽ cản trở việc tăng nồng độ của mức 2A . Như vậy có thể coi mức 2A là mức cung cấp (nuôi) cho mức E , nó sẽ bù liên tục những hạt kích thích của mức $\bar{E}$ bị mất đi. Vì vậy khi phân tích những quá trình công tác của Laser Rubi có thể coi hai mức $\bar{E}$ và $^2\bar{A}$ như một mức với trọng lượng thống kê là $g_2=2$.

Mức Laser dưới 4A_2 gồm bốn mức đơn, do đó trọng lượng thống kê của nó là $g_1=4$.

$$\Delta N_{21} = \frac{\rho_b B_{31}(\gamma_{32} - \gamma_{21}) - \gamma_{21}(\gamma_{32} + \gamma_{31})}{\gamma_{21}(\gamma_{32} + \gamma_{31}) + (2\gamma_{21} + \gamma_{32})\rho_b B_{31}}$$

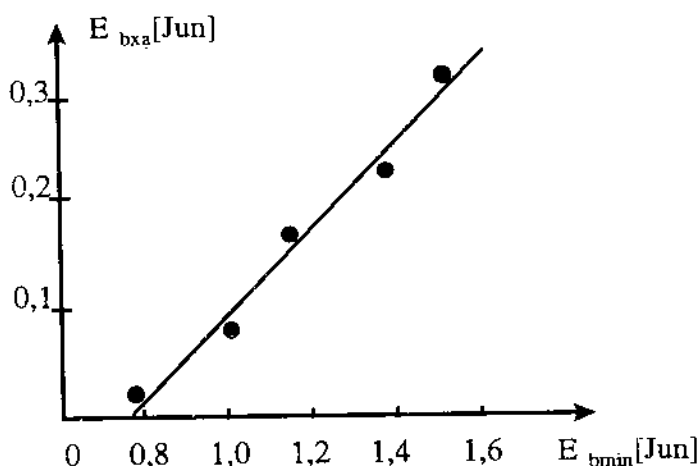
nhưng $\rho_b^* = \frac{\gamma_{21}(\gamma_{32} + \gamma_{31})}{B_{31}(\gamma_{32} - \gamma_{21})}$

Ta tính được:

$$\Delta N_{21} = \frac{\rho_b - \rho_b^*}{\rho_b^* + C\rho_b} \quad \text{Với} \quad C = \frac{2\gamma_{21} + \gamma_{32}}{\gamma_{32} - \gamma_{21}} > 1$$

Trong đó: $\gamma_{32} > \gamma_{21}$

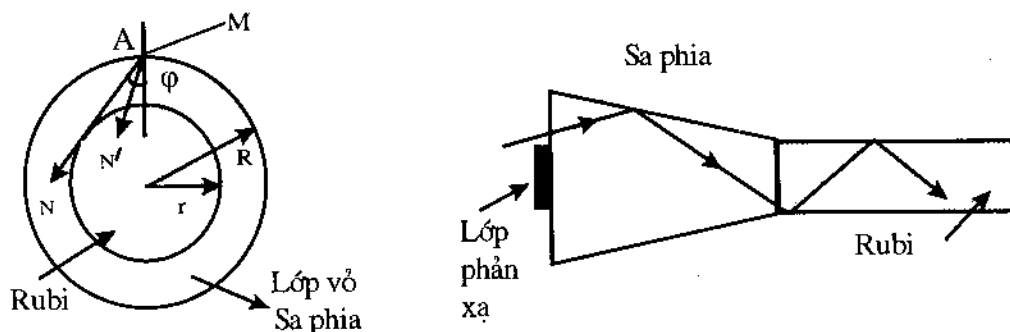
Trên hình 4.19 trình bày đặc tuyến phụ thuộc năng lượng bức xạ vào năng lượng bơm, trong đó các điểm tròn biểu thị kết quả thực nghiệm. Năng lượng xung của bức xạ Laser bắt đầu tăng hầu như tuyến tính khi năng lượng bơm tăng, sau đó sẽ bão hòa.



Hình 4.19. Năng lượng bức xạ phụ thuộc vào bức xạ bơm.

Năng lượng bức xạ cực đại của Laser Rubi có thể đạt tới vài chục jun. Nếu coi $\tau_{xg} \cong 10\text{msec}$ thì công suất trung bình trong chế độ phát xung cỡ độ 1kW và hiệu suất khoảng nhỏ hơn 1%.

Hiện nay người ta đã chế tạo được những Laser Rubi làm việc ở chế độ liên tục. Thanh Rubi có kích thước tương đối nhỏ và phải được làm lạnh. Công suất bơm ngưỡng khi đó phải lớn khoảng 1000W. Công suất bức xạ của Laser Rubi ở chế độ liên tục khoảng vài trăm miliwatt.



Hình 4.20. Laser Rubi.

Khi bức xạ bơm chiếu vào thanh qua lớp vỏ thì mật độ bức xạ sẽ phân phối không đều trên tiết diện thanh. Ví dụ : Điểm A trên mặt bên của thanh hình trụ được chiếu sáng vì chiết suất của thanh $n > 1$ nên góc khúc xạ sẽ nhỏ hơn góc tới. Tia tới MA sẽ bị gãy một góc $\varphi = \arcsin \frac{1}{n}$, Những tia khác bất kỳ sẽ bị khúc xạ một góc nhỏ hơn φ . Vì vậy ở tâm của thanh sẽ có một miền (gạch chéo) được chiếu với mật độ bức xạ lớn, kích thước của miền đó:

$$r = R \sin \varphi = \frac{1}{n} R$$

Do bức xạ được tập trung vào một miền như vậy nên không phải toàn bộ tiết diện thanh được chiếu sáng và do đó hiệu suất của hệ thống bơm giảm. Để tránh ảnh hưởng tập trung đó, thanh hoạt chất sẽ gồm có hai phần:

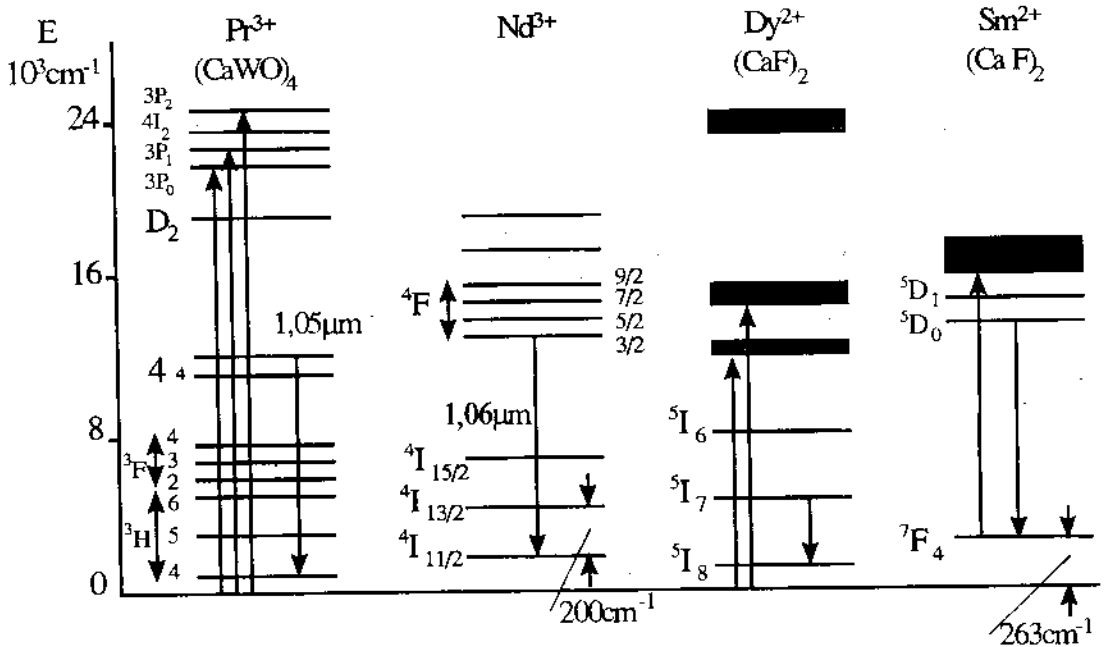
Phần bên trong là Rubi, còn phần bên ngoài là lớp vỏ Saphia tức là lớp oxyt nhôm AL_2O_3 không bức xạ Laser. Lớp Saphia cũng có hệ số chiết suất như Rubi vì vậy tia sáng sẽ bị uốn cong ở miền giới hạn giữa Rubi và Saphia. Tỉ số bán kính Rubi và đường kính chung của thanh

cần được chọn theo: $\frac{r}{R} = \frac{1}{n}$.

Khi đó tất cả những tia sáng chiếu vào bề mặt của thanh sẽ được truyền vào Rubi. Một phương pháp khác để tăng hiệu suất bơm, đó là

chọn dạng thanh Rubi như trên hình 4.20. Bức xạ bơm được đưa vào đầu thanh. Khi đó đầu vào có một hình nón bằng Saphia.

4.6. LASER DÙNG NGUYÊN TỐ ĐẤT HIẾM



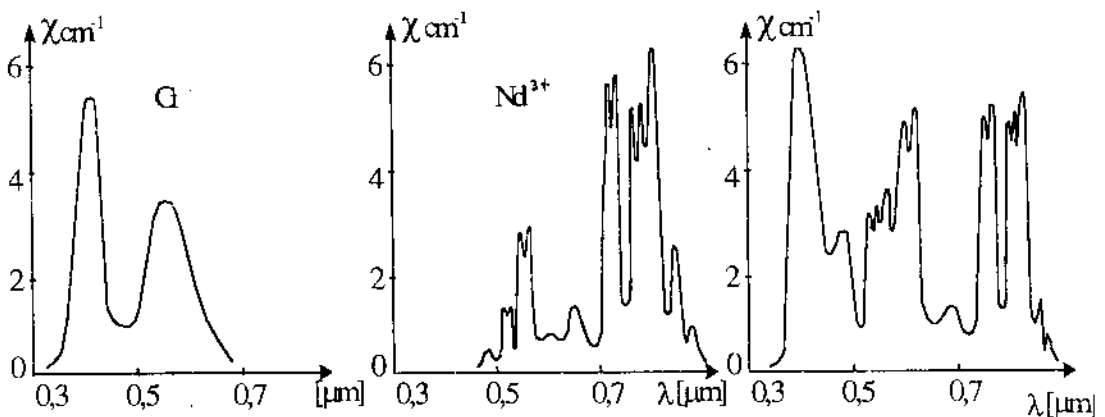
Hình 4.21. Sơ đồ mức năng lượng của đất hiếm.

Loại Laser rắn trong đó chất kích hoạt là những ion nguyên tố đất hiếm như Nd, Dyprozi, Samari, Erbium... cũng là loại Laser thông dụng.

Nghịch đảo nồng độ trong ion đất hiếm được thực hiện theo hệ sơ đồ 4 mức. Do đó mật độ bức xạ bơm ngưỡng khá nhỏ. Đó là ưu điểm cơ bản của loại Laser này. Tác dụng của trường ngoài lên ion đất hiếm yếu hơn Rubi, vì vậy phải dùng dịch chuyển điện tử. Đồ thị năng lượng các mức thấp của một số ion đất hiếm và những dịch chuyển công tác của chúng được biểu diễn như trên hình 4.21. Trong bảng 4-2 giới thiệu đặc tính những dịch chuyển công tác của một số ion đất hiếm.

Phổ hấp thụ của hoạt chất gồm có nhiều dải và không rộng lắm. Trên hình 4.22 giới thiệu phổ hấp thụ của hoạt chất mà chất kích thích là Neodim hoặc Samari. Laser nguyên tố đất hiếm có thể làm việc hoặc ở chế độ xung hoặc ở chế độ liên tục. Năng lượng bơm ngưỡng ở chế độ xung khoảng 1 Joules. Năng lượng bức xạ phụ thuộc vào bức xạ bơm được mô tả bằng biểu thức:

$$\Delta N_{21} \approx \frac{\rho_b \rho_b^*}{1 + c \rho_b}$$



Hình 4.23. Phổ hấp thụ của YAG, khi có hoạt chất.

Với Laser thủy tinh năng lượng cực đại trong một xung hiện nay có thể đạt tới 1 Jun hoặc lớn hơn. Thanh thủy tinh Laser khi đó dài tới gần 1 met và đường kính $d=20 \div 30$ mm. Hiệu suất của Laser nguyên tố đất hiếm chỉ khoảng vài phần nghìn. Trong chế độ liên tục thì thanh hoạt chất thường có kích thước nhỏ, công suất bơm ngưỡng khi đó chỉ khoảng 1kW. Vì thủy tinh chịu nhiệt kém nên Laser thủy tinh thường không làm việc ở chế độ liên tục. Dải phổ hấp thụ của đất hiếm nhỏ nên để nâng cao hiệu suất bơm và giảm công suất bơm ngưỡng người ta thường cho thêm vào chất nền những ion Crom (Cr^{+3}), vì những ion Cr^{+3} sẽ mở rộng dải phổ hấp thụ. Trên hình 4.23 giới thiệu phổ hấp thụ của YAG hoạt hóa bằng Nd^{3+} khi có và không có Cr^{3+} . Phổ hấp thụ của YAG: Nd^{3+} khi có thêm Cr^{3+} sẽ là tổng của phổ hấp thụ Nd^{3+} và Cr^{3+} .

Trong hoạt chất còn có hiện tượng truyền năng lượng kích thích của các ion này cho những ion khác. Những ion Cr^{3+} đã được kích thích sẽ truyền năng lượng cho những ion của chất kích hoạt Nd^{3+} và

Bảng 4.3

Chế độ làm việc		Năng lượng bơm ngưỡng	
		Không có Cr^{3+}	Khi có thêm Cr^{3+}
Xung		1 Jun	2Jun
Liên tục	Đèn dây tóc	750 W	440W
	Đèn thủy ngân	1300W	180W

Bảng 4.4

Chất kích hoạt	Chất nền	Dịch chuyển công tác	Phổ phát xạ $[\mu\text{m}]$	Năng lượng của trạng thái Laser dưới $[\text{cm}^{-1}]$	Dải hấp thụ $[\mu\text{m}]$	Nhiệt độ làm việc $[\text{K}]$
Cr^{3+}	Al_2O_3	$^2\text{E} \rightarrow ^4\text{A}_2$	0,69	0	$0,32 \div 0,6$	77/300
	CaWO_4	$^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$	1,06	2000	$0,5 \div 0,6$	77/300
	SrWO_4	$^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$	1,06	2000	$0,5 \div 0,6$	77/300
Nd^{3+}	Thủy tinh	$^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$	1,05			
		$^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$	1,05	2000	$0,56 \div 0,5$	77/300
	CaF_2	$^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$	1,04	2000	$0,5 \div 0,6$	300
	SrF_2	$^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$	1,06	2000	$0,5 \div 0,6$	77
	BaF_2	$^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$	1,06	2000	$0,5 \div 0,6$	300
	CaM_0O_4	$^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$	1,06	2000	$0,5 \div 0,6$	77
	PbM_0O_4					300
Dy^{2+}	CaF_2	$^5\text{I}_7 \rightarrow ^5\text{I}_9$	2,36	35	$8,8 \div 1$	77

như vậy có thể sử dụng triệt để năng lượng hấp thụ do đó sẽ làm tăng hiệu suất bơm và giảm ngưỡng phát Laser. Nhưng cần chú ý rằng, do quán tính của những quá trình kích thích nên hiệu ứng trên chỉ có hiệu lực ở chế độ liên tục của Laser. Bảng 4.3 cho phép so sánh năng lượng bơm ngưỡng và công suất ngưỡng đối với chế độ xung và chế độ liên tục của Laser YAG hoạt hóa bằng Nd^{3+} khi có và không có thêm Cr^{3+} . Ngưỡng phát xạ sẽ giảm rõ rệt nếu dùng đèn thủy ngân và phổ của nó trùng với dải phổ hấp thụ của Cr^{3+} .

Bảng 4.4 cho ta thấy những số liệu cơ bản của những hoạt chất Laser rắn thông dụng.

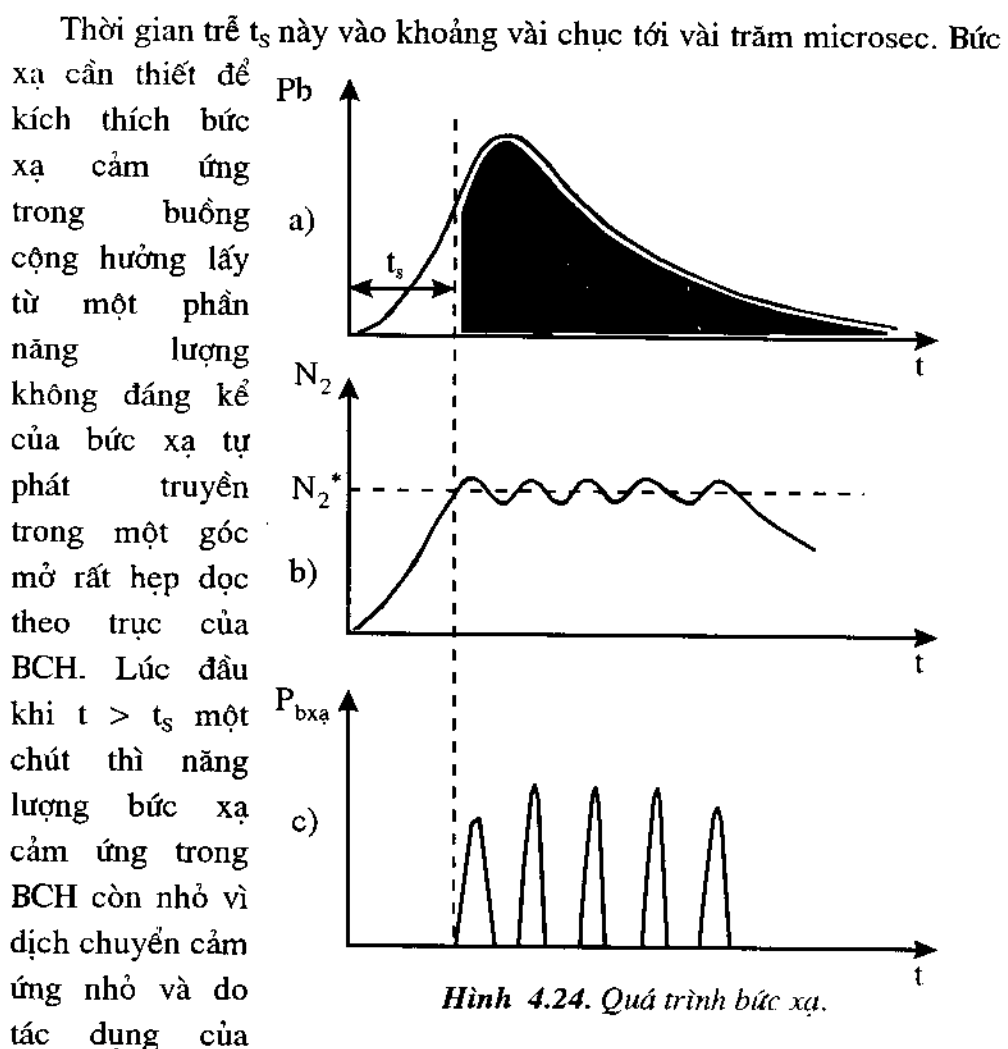
Còn nhiều phương pháp khác nữa để làm tăng hiệu suất sử dụng đèn bơm.

4.7. CHẾ ĐỘ PHÁT TỰ DO CỦA LASER RẮN

Trong Laser rắn có một điểm đặc biệt là nếu trong buồng cộng hưởng không chứa phần tử điều khiển nào, khi Laser làm việc ở chế độ xung hoặc ở chế độ liên tục thì trên màn hiện sóng đều quan sát thấy rất nhiều pich có tính chu kỳ và công suất thì giảm dần. Người ta gọi đó là chế độ phát tự do. Hiện nay có rất nhiều giả thiết để giải thích hiện tượng này. Phần lớn các công trình đều coi các pich đó như quá trình thiết lập chế độ trong Laser, nhưng quá trình này lại suy giảm và mang tính chu kỳ.

Khảo sát sự hình thành những pich có thể dựa vào phương trình động học nồng độ của các mức công tác và mật độ năng lượng trong buồng cộng hưởng.

Trước hết ta hãy khảo sát định tính hiện tượng đó : Sau khi cho xung kích thích vào đèn, ($t=0$) thì tụ bắt đầu phóng qua đèn xung. Công suất biến đổi của đèn bơm biến đổi như trên hình 4.24a. Thời gian của một chớp sáng của đèn bơm thường $(0,1 \div 1) \text{ msec}$. Dưới tác dụng của bức xạ bơm, nồng độ của mức Laser trên sẽ tăng dần lên và khi N_2 lớn hơn N_2^* ngưỡng thì sẽ bắt đầu có bức xạ Laser.



Hình 4.24. Quá trình bức xạ.

bơm mà mức Laser trên sẽ tiếp tục được tích lũy. Vì năng lượng của bức xạ cảm ứng tăng dần theo hàm mũ theo thời gian, vận tốc dịch chuyển cảm ứng sẽ tăng liên tục và bắt đầu từ thời điểm nào đó, bơm không đủ để bù lại những dịch chuyển cảm ứng thì từ thời điểm đó N_2 sẽ bắt đầu giảm. Khi N_2 còn lớn hơn N_2^* ngưỡng thì môi trường còn có khả năng khuếch đại và Laser vẫn còn bức xạ. Nhưng khi $N_2 < N_2^*$ ngưỡng thì điều kiện cân bằng biên độ sẽ không còn thỏa mãn nữa và bức xạ Laser sẽ bị dừng, khi đó trường trong BCH sẽ bị giảm. Như vậy đã hình thành xong một pich đầu tiên. Vì trường trong BCH giảm thì

vận tốc dịch chuyển cảm ứng sẽ giảm, nên khi năng lượng của trường trong BCH nhỏ thì lại xảy ra hiện tượng tích lũy hạt ở mức Laser trên. Và khi $N_2 > N_2^*$ ngưỡng thì trường trong BCH lại tăng lên và quá trình lại được lặp lại và những pich tiếp theo lại được hình thành. Thực tế cho thấy mỗi pich kéo dài khoảng vài phần mười microsec và khoảng cách giữa các pich khoảng một microsec.

Chúng ta hãy dùng những phương trình động học không dừng về tích lũy của các mức Laser và mật độ năng lượng của trường trong BCH để khảo sát hiện tượng trên.

Khi phân tích công tác của Laser rắn trong những chương trước, chúng ta đã giả thiết rằng: Tất cả các đại lượng như nồng độ N_1 , mật độ năng lượng trường trong BCH ρ trong phương trình động học đều không phụ thuộc vào thời gian. Trong thực tế chúng là những đại lượng biến thiên theo thời gian.

Ví dụ đối với sơ đồ ba mức mà bức xạ Laser sẽ được thực hiện ở dịch chuyển $2 \div 1$, thì mức Laser trên (mức hai) sẽ được tích lũy, do dịch chuyển từ mức ba xuống với vận tốc M_2 , đồng thời mức hai còn được tích lũy do hấp thụ bức xạ Laser.

Đáng lẽ chúng ta phải kể đến nghèo hóa tự phát, nhưng vì khi mật độ năng lượng rất cao tác dụng vào môi trường thì những quá trình tự phát sẽ rất nhỏ so với quá trình bức xạ kích thích nên có thể bỏ qua. Vì vậy phương trình cân bằng vận tốc đối với mức Laser trên được viết như sau:

$$\frac{dN_2}{dt} = -M_2 - \rho.B.(N_2 - N_1) \quad (4-21)$$

Mức Laser dưới (mức 1) được tích lũy chủ yếu do bức xạ kích thích của những dịch chuyển từ trạng thái 2 là ρBN_2 . Những dịch chuyển từ trạng thái 3 có thể không cần kể đến do chúng rất yếu. Trạng thái 1 bị nghèo hóa do hấp thụ bức xạ Laser ρBN_1 và do quá trình bơm với vận tốc M_1 . Cân bằng vận tốc của những quá trình đối với trạng thái Laser dưới có thể biểu diễn như sau:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -M_1 + \rho \cdot B \cdot (N_2 - N_1) \quad (4-22)$$

Từ những biểu thức (4-21) và (4-22) ta có thể viết:

$$\frac{\partial}{\partial t}(N_2 - N_1) = M_1 + M_2 - 2 \cdot \rho \cdot B \cdot (N_2 - N_1) \quad (4-23)$$

Nếu ký hiệu $\Delta N = N_2 - N_1$ và $M = M_1 + M_2$ thì:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta N) = M - 2 \cdot \rho \cdot B \cdot \Delta N \quad (4-24)$$

Mật độ năng lượng ở trong buồng cộng hưởng sẽ biến đổi theo thời gian. Phần năng lượng được sinh ra do bức xạ cảm ứng là $\rho B N_1 \hbar \omega$, còn phần năng lượng bị giảm đi do hấp thụ là $\rho B N_2 \hbar \omega$. Phần năng lượng bị tiêu hao trong buồng cộng hưởng trong một đơn vị thời gian, trong một đơn vị thể tích sẽ là ρ . Khi đó phương trình cân bằng đối với mật độ năng lượng khối sẽ là:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = \rho B \Delta N \hbar \omega - \alpha \rho \quad (4-25)$$

Những phương trình (4-24) và (4-25) hợp thành một hệ phương trình phi tuyến và tất nhiên không thể giải một cách chính xác được. Để giải gần đúng chúng ta hãy cho nghiệm ở dạng tổng của những thành phần không đổi và thành phần biến đổi theo thời gian và coi thành phần biến đổi theo thời gian rất nhỏ so với thành phần không đổi tức:

$$\Delta N = \Delta N^0 + \Delta n$$

$$\rho = \rho^0 + \Delta \rho$$

trong đó : ΔN^0 , ρ^0 là thành phần không đổi theo thời gian ;

Δn , $\Delta \rho$ là thành phần biến đổi của nghiệm theo thời gian.

Để xác định những thành phần không đổi của nghiệm ta cho triệt tiêu đạo hàm bậc nhất theo thời gian.

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta N = M - 2 \rho^0 B \Delta N^0 = 0 \quad (4-26)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = \rho^0 B \Delta N^0 \hbar \omega - \alpha \rho^0 = 0 \quad (4-27)$$

$$\text{Suy ra} \quad \Delta N^0 = \frac{\alpha}{B \hbar \omega} \quad (4-28)$$

$$\text{Và} \quad \rho^0 = \frac{M \hbar \omega}{2 \alpha} \quad (4-29)$$

Để xác định những thành phần biến đổi của nghiệm, chúng ta hãy thay dạng nghiệm vào hệ phương trình xuất phát (4-24) và (4-25) và tất nhiên đạo hàm theo thời gian chỉ đối với thành phần biến đổi, đồng thời cũng bỏ qua tích của hai đại lượng rất nhỏ $(\Delta n, \Delta \rho)$, ta sẽ được:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\Delta n) &= (M - 2\rho^0 B \Delta N^0 - 2B \Delta N^0 \Delta \rho - 2\rho^0 B \Delta n) \\ \frac{\partial}{\partial t} (\Delta \rho) &= (B \Delta N^0 \hbar \omega - \alpha)(\rho^0 + \Delta \rho) + \rho^0 B \hbar \omega \Delta n \end{aligned} \right\} \quad (4-30)$$

Dựa vào (4-26) và (4-27) thì (4-30) sẽ được viết lại như sau:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\Delta n) &= -2B(\Delta N^0 \Delta \rho + \rho^0 \Delta n) \\ \frac{\partial}{\partial t} (\Delta \rho) &= B \rho^0 \hbar \omega \Delta n \end{aligned} \right\} \quad (4-31)$$

Hệ phương trình (4-31) là hệ phương trình tuyến tính và có thể giải chính xác được. Lấy đạo hàm phương trình thứ hai trong hệ phương trình (4-31) ta được:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\Delta \rho) = B \rho^0 \hbar \omega \frac{\partial}{\partial t} \Delta n \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} \Delta n = (B \rho^0 \hbar \omega)^{-1} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Delta \rho \quad (4-31b)$$

thay $\frac{\partial}{\partial t} \Delta n$ vào phương trình trên ta được:

$$(B \rho^0 \hbar \omega)^{-1} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\Delta \rho) = -2B(\Delta N^0 \Delta \rho + \rho^0 \Delta n)$$

Nhưng từ phương trình (4-31b) ta rút ra:

$$\Delta n = (B\rho^0 \hbar \omega)^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \Delta \rho$$

Nếu thay n vào phương trình trên ta được:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\Delta \rho) + 2\rho^0 B \frac{\partial}{\partial t}(\Delta \rho) + 2\rho^0 B^2 \Delta N^0 \hbar \omega \Delta \rho = 0$$

Đó là phương trình vi phân bậc hai tuyến tính thuần nhất thông thường, nên lời giải của phương trình sẽ là:

$$\Delta \rho = C_1 e^{\mu_1 t} + C_2 e^{\mu_2 t} \quad (4-32)$$

trong đó : μ_1, μ_2 là nghiệm của phương trình đặc tính.

$$\text{Nếu đặt : } \gamma = \frac{2\Delta N^0 \hbar \omega}{\rho^0} \text{ thì}$$

$$\mu_{1,2} = -\rho^0 B (1 \pm \sqrt{1 - \gamma})$$

Nếu $\gamma > 1$ thì μ_1, μ_2 sẽ là những số phức và $\Delta \rho$ sẽ có thành phần biến đổi chu kỳ tức bức xạ sẽ gồm những pích.

Như vậy điều kiện để bức xạ Laser gồm những pích là:

$$\gamma > 1 \text{ tức } \frac{2\Delta N^0 \hbar \omega}{\rho^0} > 1 \quad (4-33)$$

$$\text{Nhưng } \Delta N^0 = \frac{\alpha}{B \hbar \omega} \quad \text{và :}$$

$$\rho^0 = \frac{M \hbar \omega}{2\alpha} \quad \text{Nên } \frac{4\alpha^2}{MB \hbar \omega} > 1 \quad (4-34)$$

Như vậy biểu thức (4-34) cho ta thấy chế độ pích sẽ xảy ra khi tiêu hao trong BCH lớn ($\alpha \gg$) và tốc độ bơm nhỏ ($M \ll$).

Ta cũng có thể xác định được tần số đập mạch và thời gian suy giảm của ρ khi $\gamma \gg 1$:

$$\beta = \rho^0 B \sqrt{\gamma} = \omega_{dm} \quad \text{Nhưng } \gamma = \frac{2\Delta N^0 \hbar \omega}{\rho^0} \quad \text{và:}$$

$$\Delta N^0 = \frac{\alpha}{B \hbar \omega} \quad \text{và} \quad \rho^0 = \frac{M \hbar \omega}{2\alpha} \quad \text{Nên } \omega_{dm} = \sqrt{BM \hbar \omega} \quad (4 - 35)$$

$$\text{Và } T_{pich} \approx \frac{2\pi}{\sqrt{BM \hbar \omega}} \quad (4 - 36)$$

Tương tự ta có thể giải hệ thống phương trình đối với n ta có :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\Delta n) &= -2B(\Delta N^0 \Delta \rho + \rho \Delta n) & a) \\ \frac{\partial}{\partial t}(\Delta \rho) &= B \rho^0 \hbar \omega \Delta n & b) \end{aligned} \right\} \quad (4 - 37)$$

Từ phương trình (4-37b) trên ta rút ra: $\Delta n = \frac{\frac{\partial}{\partial t}(\Delta \rho)}{B \rho^0 \hbar \omega}$

$$\text{Nhưng } \Delta \rho = C_1 e^{\mu_1 t} + C_2 e^{\mu_2 t} \quad \text{Nên}$$

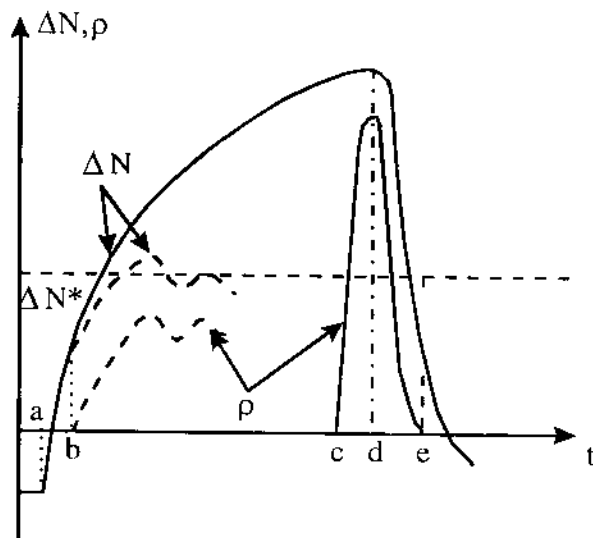
$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta \rho) = C_1 \mu_1 e^{\mu_1 t} + C_2 \mu_2 e^{\mu_2 t} \quad \text{Và:}$$

$$\Delta n = \frac{C_1 \mu_1 e^{\mu_1 t} + C_2 \mu_2 e^{\mu_2 t}}{B \rho^0 \hbar \omega} \quad (4 - 38)$$

Những kết quả khảo sát trên (những biểu thức (4-33),(4-34),(4-35),(4-36) và (4-38) tất nhiên chỉ là kết quả khảo sát mô hình đơn giản về sự thiết lập chế độ nhiều pich. Tuy vậy, những kết quả đã khảo sát tương đối phù hợp với thực nghiệm. Tần số đập mạch sẽ tăng khi vận tốc bơm tăng và thời gian suy giảm sẽ giảm khi tiêu hao trong BCH giảm và vận tốc quá trình bơm tăng và điều đó chỉ đúng đối với trường hợp Laser phát ở chế độ một mode và phân bố bức xạ bơm tương đối đồng đều. Trong thực tế do phân bố công suất bơm không đều theo thể tích của thanh hoạt chất và Laser thường làm việc ở chế độ nhiều mode, nên những pich thường biến động không theo luật trên.

4.8. CHẾ ĐỘ ĐIỀU CHẾ HỆ SỐ PHẨM CHẤT CỦA LASER RẮN

Laser rắn tuy đã cho những công suất xung tương đối lớn, ví dụ τ_{xg} cỡ milisec thì năng lượng xung cỡ vài trăm jun, và công suất trung bình chỉ cỡ vài trăm kW. Tuy vậy trong nhiều ứng dụng như trong Rada, đo lường, tương tác với vật chất .v.v. người ta



Hình 4.25. Sự phụ thuộc của ΔN và ρ vào thời gian.

cần những xung cực lớn và thời gian xung rất hẹp. Yêu cầu này sẽ được thỏa mãn ở những Laser rắn làm việc ở chế độ điều chế hệ số phẩm chất.

Để phân tích công tác của Laser trong chế độ này chúng ta hãy trở lại phân tích quá trình động học của quá trình nghịch đảo nồng độ của các trạng thái công tác. Trên hình (4.25) trình bày sự phụ thuộc của ΔN và ρ vào thời gian. Xung bơm coi như xung chữ nhật (lý tưởng hóa) có độ rộng $a \leftrightarrow d$ (hình 4.5).

Trước khi có xung bơm thì nghịch đảo nồng độ $\Delta N < 0$. Vì mức Laser dưới có nồng độ lớn hơn mức Laser trên. Sau khi cho xung bơm tác dụng vào thì nghịch đảo nồng độ tăng lên (đoạn $a \leftrightarrow b$). Tại thời điểm b thì ΔN đã lớn hơn ΔN^* ngưỡng. Nếu như buồng cộng hưởng đã được điều chỉnh tốt thì sẽ có bức xạ Laser. Bức xạ được sinh ra sẽ làm thay đổi sự cân bằng của những quá trình tích lũy và nghèo hóa của các mức công tác. Vì vậy có thể nói rằng, tại thời điểm ứng với điểm b

sẽ xảy ra sự biến đổi về chất, về sự cân bằng của những quá trình trong môi trường. Tồn tại trong môi trường mật độ năng lượng lớn sẽ làm cân bằng nồng độ của mức Laser trên và mức Laser dưới và sau đó sẽ ngừng lại do mật độ năng lượng tiếp tục tăng. Trong chế độ phát tự do thì nghịch đảo nồng độ sẽ bị giảm (đường chấm chấm trên hình 4.25). Nếu BCH bị điều chỉnh lệch hoặc có một van quang học đặt trong BCH thì bức xạ sẽ không được hình thành, và tại điểm b nghịch đảo nồng độ không nhảy vọt về chất nữa và tiếp tục tăng, N_{21} sẽ tăng tới giá trị tới hạn (hệ 3 mức) :

$$\lim_{\rho_b \rightarrow \infty} \Delta N_{21} = \frac{\gamma_{32} - \gamma_{21}}{2\gamma_{21} + \gamma_{32}} N.$$

Sở dĩ thế vì khi tăng nồng độ của mức Laser trên thì bức xạ tự phát ở tần số dịch chuyển sẽ tăng lên và cuối cùng độ nghịch đảo có thể đạt tới giá trị cực đại. Sự phụ thuộc của ΔN vào thời gian trong trường hợp BCH bị lệch điều chỉnh được biểu diễn trên hình (4.25) bằng đường đậm nét. Rõ ràng nghịch đảo có thể đạt được giá trị lớn hơn trường hợp bình thường.

Cần chú ý rằng độ nghịch đảo chỉ có thể tăng đáng kể khi và chỉ khi thời gian sống của mức Laser trên rất lớn. Và điều này đã được thực hiện trong Laser rắn cũng như trong Laser khí CO_2 và N_2 .

Bây giờ, nếu mở van quang học tại điểm C thì Laser sẽ cho một xung rất lớn vì công suất bức xạ có thể coi như tỉ lệ với hiệu độ nghịch đảo và độ nghịch đảo ngưỡng. Công suất xung cực đại sẽ xảy ra tại thời điểm d và độ rộng của xung bức xạ ($c \leftrightarrow e$) sẽ rất nhỏ hơn độ rộng của xung bơm ($a \leftrightarrow d$).

Cơ chế bức xạ đã được mô tả ở trên được gọi là chế độ điều chế hệ số phẩm chất. Trong BCH người ta đặt một van quang học và BCH sẽ chỉ được đóng trước khi xung kết thúc, do đó có thể nhận được công suất xung rất lớn. Ví dụ với Laser thủy tinh Neodim thì công suất xung có thể đạt tới hàng nghìn MW với τ_{xg} vài nsec. Cần chú ý rằng năng

CHƯƠNG 5

LASER KHÍ

Laser khí là những Laser mà sử dụng hoạt chất là chất khí. Chất khí ở đây có thể bao gồm những chất khí tồn tại ở nhiệt độ thường và cũng có thể là những chất hơi do vật chất được nung nóng bốc hơi, ví dụ hơi kim loại.

Nghịch đảo nồng độ trong Laser khí thường được hình thành ở những trạng thái kích thích của nguyên tử hoặc phân tử. Như vậy một đặc điểm rất dễ thấy ở đây là độ hạt của chất khí nhỏ, và do đó nồng độ hạt kích thích lại càng nhỏ, vì thế tương tác của các hạt trong môi trường khí sẽ rất yếu và có thể chúng ta sẽ có những vạch bức xạ và vạch hấp thụ khá hẹp.

Một đặc điểm quan trọng khác của Laser khí là độ đồng nhất quang học rất cao, do đó góc mở của tia Laser khí sẽ rất nhỏ. Với Laser khí nếu dùng hai gương phẳng song song và không cần dùng một thiết bị phụ nào thì góc mở đã đạt được dưới 1 phút.

Trong Laser khí, nghịch đảo nồng độ thường được thực hiện bằng phóng điện chất khí ở ngay trong ống Laser.

5.1. ĐẶC ĐIỂM CẤU TẠO CỦA LASER KHÍ

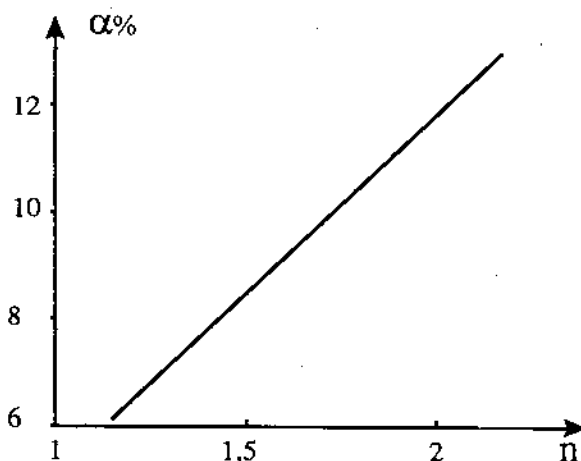
Cấu tạo của Laser khí về nguyên tắc giống như sơ đồ khối của Laser nói chung đã khảo sát trong chương trước. Ống phóng điện chứa khí thường là một ống thủy tinh hoặc ống thạch anh đường kính khoảng từ 1 minimet đến vài centimet, còn chiều dài thì khoảng vài chục centimet đến vài chục mét. Ở gần hai đầu ống thường đặt các

điện cực. Catốt có thể là catốt oxyt hoặc catốt kim loại có nhiệm vụ phát xạ điện tử. Nếu là phóng điện cao tần thì điện cực được bao ở ngoài ống. Ống phóng điện phát xạ catốt được chế tạo theo công nghệ chế tạo điện tử chân không tức là bơm tới chân không cao rồi mới nạp khí vào. Chính khí này là môi trường hoạt tính.

Ống phóng khí thường được đặt ở giữa hai gương Laser tức được đặt trong buồng cộng hưởng quang học. Gương Laser cần được chỉnh thật song song với nhau, người ta thường đặt gương trong những giá gương và nhờ những giá gương này mà ta có thể điều chỉnh gương đến độ song song cần thiết.

Có hai cách bố trí gương hoặc đặt gương ngay trong ống phóng khí tức là gương được đặt trong môi trường khí, giá đỡ gương khi đó là ống silfon hoặc đặt gương ở ngoài ống phóng khí. Cấu trúc kiểu gương ngoài có nhiều ưu điểm vì hệ thống cơ khí điều chỉnh gương đơn giản, không cần phải đòi hỏi bảo đảm độ kín chân không. Khi đó ống phóng Laser sẽ có độ bền cao hơn vì nó không gắn với những linh kiện bằng kim loại của giá đỡ gương, do kim loại dễ tác dụng với khí và làm giảm chất lượng khí. Chế tạo ống phóng cũng đơn giản hơn vì không phải hàn nối giữa thủy tinh với kim loại. Độ bền của gương lớn hơn nhiều so với trường hợp gương đặt ở trong ống. Vì mặt gương không bị ion bắn phá, mặt khác trong chân không cao những lớp phủ ở mặt gương có thể bị bong ra. Ngoài ra có thể dễ dàng thay thế riêng rẽ gương và ống phóng khi chúng bị hỏng, đồng thời có thể dễ dàng đặt vào trong buồng cộng hưởng những linh kiện điều chế hoặc chọn lọc những dịch chuyển bức xạ cần thiết. Chính vì những ưu điểm kể trên mà hiện nay các Laser khí chủ yếu được chế tạo theo kiểu gương ngoài. Tuy vậy trong thực tế gặp nhiều khó khăn trong chế tạo, mà vấn đề cơ bản là tiêu hao ở đầu của ống phóng điện, bởi vì ở hai đầu ống, ngoài việc phải bảo đảm chất lượng bề mặt cao, còn phải bảo đảm tiêu hao nhỏ. Đầu ống phóng thường được gắn những tấm thủy tinh phẳng song song. Tiêu hao ở đây cơ bản là do phản xạ từ hai mặt phẳng của

tấm thủy tinh đó. Như chúng ta đã biết hệ số phản xạ từ bề mặt phân cách bởi hai môi trường có chiết suất khác nhau phụ thuộc vào góc tới, vào chiết suất và vào dạng phân cực của tia sáng.



Hình 5.1. Sự phụ thuộc của α vào chiết suất môi trường.

Nếu tia sáng đập vuông góc với tấm phẳng có hai mặt song song nhau thì tiêu hao sẽ chỉ phụ thuộc vào chiết suất của tấm phẳng đó và được xác định theo công thức sau:

$$\alpha = 200 \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (5-1)$$

trong đó : n - là chiết suất của phiến ;

α - là hệ số suy giảm tính theo phần trăm.

Sự phụ thuộc $\alpha = f(n)$ được biểu diễn trên hình 5.1, với những giá trị n thường gặp, ta thấy tiêu hao ở tấm phẳng khá lớn từ 7÷43%. Tiêu hao lớn sẽ làm giảm hệ số phẩm chất của buồng cộng hưởng quang học và sẽ hạn chế tự kích phân lớn những dịch chuyển trong chất khí.

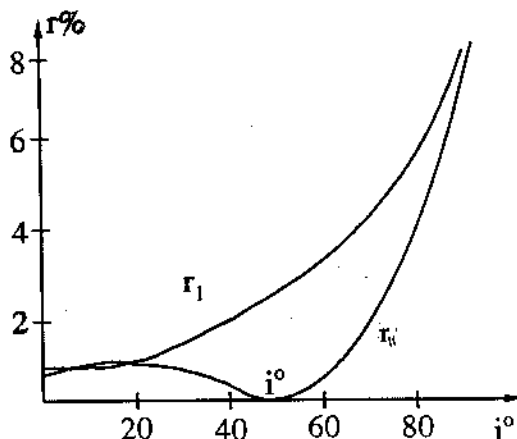
Trong kỹ thuật Laser người ta dùng phương pháp sau để giải quyết vấn đề trên. Ta đã biết bất kỳ bức xạ có dạng phân cực nào cũng có thể coi như xếp chồng của hai bức xạ phân cực phẳng vuông góc nhau. Nếu pha của hai bức xạ thành phần này trùng nhau thì tổng của chúng sẽ là bức xạ phân cực phẳng (hướng của mặt phân cực tổng hợp được

33-38000-1000

$$r_{\perp} = \left[\frac{\sin(i - i')}{\sin(i + i')} \right]^2 \quad (5-2)$$

Còn nếu mặt phân cực của bức xạ tới trùng với mặt tới thì hệ số phản xạ lai cực tiểu và:

$$\epsilon_{\parallel} = \left[\frac{\operatorname{tg}(i - i')}{\operatorname{tg}(i + i')} \right]^2 \quad (5-3)$$



Hình 5.3

Những quan hệ (5 - 2) và (5 - 3) được biểu diễn trên hình 5.4. Đối với những bức xạ có phương phân cực bất kỳ thì sự phụ thuộc $r = \varphi(i)$ sẽ nằm trong hai giới hạn của $r_{\perp}$ và $r_{\parallel}$. Nếu mặt phân cực tạo với mặt tới một góc bất kỳ thì:

$$r\varphi = \sin^2 \varphi \left[\frac{\sin(i - i')}{\sin(i + i')} \right]^2 + \cos \varphi \left[\frac{\operatorname{tg}(i - i')}{\operatorname{tg}(i + i')} \right]^2 \quad (5 - 4)$$

Từ hình (5 .3) ta thấy $r_{\parallel}$ sẽ bằng không tại một góc tới i_0 nào đó, có nghĩa là nếu bức xạ đập vào tấm phẳng song song với một góc tới i_0 , và bức xạ có mặt phân cực nằm trong mặt phẳng tới thì bức xạ sẽ truyền qua hoàn toàn, không bị tiêu hao tức là tấm phẳng được coi như trong suốt đối với bức xạ. Người ta gọi đó là định luật Brewster và góc tới i_0 gọi là góc Brewster, tên nhà vật lý người Anh.

Từ (5-3) suy ra rằng $r_{\parallel}$ sẽ bằng không khi :

$$i_0 + i'_0 = \pi/2. \quad (5 - 5)$$

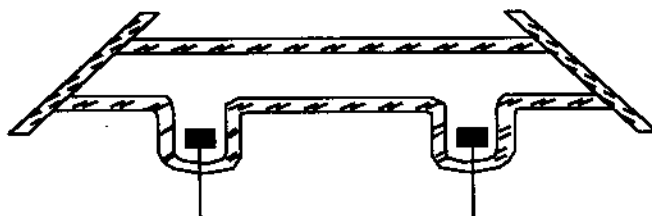
Dựa vào (5 - 5) và định luật khúc xạ:

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = n \quad (5-6)$$

ta có: $\operatorname{tg} i_0 = n$.

Như vậy nhờ định luật Brewster chúng ta có thể giảm được tiêu hao ở đầu ống phóng khí. Muốn vậy, phiến phải đặt thế nào để cho pháp tuyến của nó lệch với trục ống một góc bằng góc Brewster. Bức xạ tự phát không phân cực nhưng hệ số phẩm chất của buồng cộng hưởng quang học lại chịu ảnh hưởng rất lớn đối với bức xạ có phân cực và phân cực đó lại do vị trí của phiến đầu ống tạo nên. Vì bức xạ cảm ứng lặp lại phân cực của bức xạ kích thích nó, do đó trong BCH sẽ hình thành phân cực phẳng tương ứng với vị trí của cửa Brewster. Ống phóng Laser khi đó sẽ có dạng như biểu diễn trên hình 5.4. Thực tế cũng cần chú ý rằng ngay khi tia tới của ánh sáng phân cực song song đập vào tấm phẳng đúng với góc Brewster i_0 thì hệ số phản xạ cũng

không thể bằng không được, mà vẫn có một giá trị nào đó. Cơ sở lý thuyết của hiện tượng này ra ngoài khuôn khổ của công thức (5 - 2) và (5 - 4) mà chỉ có thể giải thích bằng sự tồn tại những lớp chuyển tiếp. Người ta cho rằng giữa những chất có chiết suất khác nhau n_1 và n_2 luôn luôn tồn tại những vi lớp có chiết suất biến đổi từ liên tục từ n_1 sang n_2 . Những vi lớp này có thể được hình thành do tác dụng của không khí lên bề mặt, hoặc do hấp thụ khí.v.v... Chiều dày của vi lớp rất nhỏ, chỉ vào khoảng vài phần mười bước sóng. Chính vì tại mặt phân cách giữa hai môi trường, chiết suất không biến đổi nhảy vọt mà biến đổi từ từ, mà tia sáng mặc dù đập vào tấm phẳng với góc Brewster nhưng vẫn có phản xạ. Tuy vậy hệ số phản xạ sẽ rất nhỏ, chỉ cỡ 0,1%.



Hình 5.4. Ống phóng Laser.

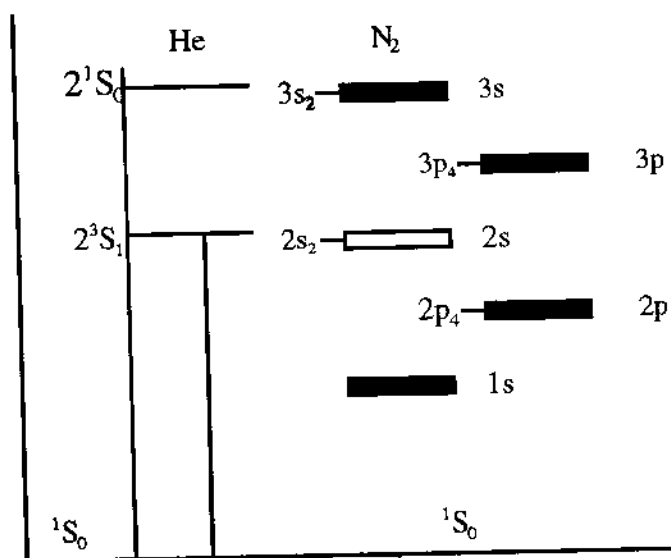
Ngoài ra, còn phải kể đến tiêu hao do hấp thụ của tấm phẳng đó nữa. Tiêu hao này vào khoảng 2% trên 1cm đối với thủy tinh và khoảng 0,2% trên 1cm đối với thạch anh. Chiều dày của tấm phẳng phải nằm trong khoảng $3 \div 4$ mm để bảo đảm độ bền cơ học. Cho nên đối với cấu trúc kiểu gương ngoài nhất thiết phải kể đến các dạng tiêu hao ở đầu ống này.

Các dạng phóng điện dùng trong Laser khí thường là các dạng đã quen dùng trong đèn có khí mà chúng ta đã khảo sát trong giáo trình dụng cụ điện tử và bán dẫn.

5.2. LASER HELI - NEON

Laser khí đầu tiên được Javan A, Benneti W.R và Herriott D.R. chế tạo vào năm 1960, là Laser Heli - Neon. Đó là loại Laser khí được

nguyên lý Hund, mức 2^3S_1 xếp dưới mức 2^1S_0 . Cần chú ý rằng dịch chuyển quang học từ các mức đó xuống mức cơ bản $1S_0$ bị cấm. Quả vậy, dịch chuyển $2^1S_0 \Leftrightarrow 1S_0$ bị cấm do $\Delta J = 0$, còn dịch chuyển $2^3S_1 \Leftrightarrow 1S_0$ bị cấm do $\Delta X=2$. Do đó những trạng 2^1S và 2^3S có tuổi thọ lớn nên được gọi là những trạng thái siêu bền. Tuổi thọ của chúng vào khoảng 10^{-3} sec.



Hình 5.5. Biểu đồ trạng thái các mức năng lượng của He và Ne.

Bây giờ chúng ta xét nguyên tử Neon và chúng ta cũng chỉ xét những trạng thái kích thích thấp của nguyên tử Neon.

Cấu hình của trạng thái cơ bản của Neon là $1s^2 2s^2 2p^6$ và cũng như đối với những khí trơ số hạng cơ bản của Neon là 1S_0 . Để khảo sát trạng thái kích thích trước hết hãy xét một điện tử chuyển lên vành s hoặc p, có cấu hình $2p^5 ns$ và $2p^5 np$. Phần dư của cả hai trường hợp đó là p^5 , và tất nhiên sẽ tương đương với cấu hình một điện tử loại p. Vì vậy số lượng tử của phần dư sẽ là:

$S' = 1/2$; $L' = 1$; $J' = 1/2$ hoặc $S' = 1/2$; $L' = 1$; $J' = 3/2$ tức là phần dư có thể tồn tại ở hai trạng thái $^2P^0_{1/2}$, $^2P^0_{3/2}$.

Với trạng thái có cấu hình $2p^5ns$ thì số lượng tử của điện tử kích

$$s = 1/2 ; l = 0; j = 1/2$$

Nguyên tử Neon được mô tả bằng liên kết jl, do đó chúng ta phải tính những số lượng tử tổng:

$$K = [J' + l] \text{ và } J = [K + s]$$

và cấu hình $2p^5ns$ ứng với 4 trạng thái:

$$\begin{array}{ll} ns(^2P^0_{1/2}) \left[\begin{array}{c} 1 \\ 2 \end{array} \right]_0^0 & ns(^2P^0_{1/2}) \left[\begin{array}{c} 1 \\ 2 \end{array} \right]_1^0 \\ ns(^2P^0_{3/2}) \left[\begin{array}{c} 3 \\ 2 \end{array} \right]_1^0 & ns(^2P^0_{3/2}) \left[\begin{array}{c} 3 \\ 2 \end{array} \right]_2^0 \end{array}$$

Có thể tìm được 10 trạng thái kích thích trong các cấu hình dạng $2p^5np$. Trên hình 5.5 trình bày giản đồ năng lượng của nguyên tử Neon. Trong đó các trạng thái ứng với một cấu hình được ký hiệu bằng nét đậm đồng thời có tách ra mức công tác của Laser. Những ký hiệu trên đồ thị dựa vào hệ thống ký hiệu Paschen vì đó là hệ ký hiệu được dùng phổ biến nhất đối với Neon.

Các mức $3s_2$ và $2s_2$ phân bố gần các mức siêu bền của Heli 2^1S và 2^3S . Trạng thái $1s$ có tuổi thọ nhỏ vì bức xạ do dịch chuyển từ những trạng thái đó xuống trạng thái cơ bản sẽ bị hấp thụ rất mạnh do nồng độ của trạng thái cơ bản rất lớn. Những trạng thái $1s_2$ và $1s_3$ là những trạng thái siêu bền vì những dịch chuyển từ những trạng thái đó xuống trạng thái cơ bản bị cấm.

Trong ống phóng Laser, khi hỗn hợp khí He-Ne được phóng điện thì những nguyên tử Heli và Neon sẽ được kích thích, tức là nồng độ của những trạng thái kích thích tăng lên.

Như chúng ta đã biết, nồng độ của trạng thái trong chế độ dừng sẽ bằng tích của vận tốc tích lũy với tuổi thọ của trạng thái. Do đó, điều kiện tạo nghịch đảo độ ở dịch chuyển i, k sẽ là:

$$M_i \tau_i > M_k \tau_k.$$

Trong đó: M_i , M_K là vận tốc tích lũy, tức là số dịch chuyển trong một đơn vị thời gian, và trong một đơn vị thể tích ; còn τ_i , τ_K là thời gian sống của trạng thái trên và trạng thái dưới.

Đối với Neon cần chú ý rằng, thời gian sống của trạng thái s lớn hơn thời gian sống của trạng thái p, do đó, ngay cả khi vận tốc kích thích bằng nhau thì nghịch đảo nồng độ vẫn có thể xảy ra ở dịch chuyển $s \rightarrow p$. Về vai trò của Heli trong Laser He-Ne có thể hiểu như sau, khi phóng điện những mức siêu bền của Heli 2^3S và 2^1S phân bố rất gần những mức kích thích của Neon là $2s_2$ và $3s_2$ và sự chênh lệch đó rất nhỏ chỉ cỡ 300cm^{-1} nên sẽ có hiện tượng truyền kích thích của những nguyên tử Heli sang nguyên tử Neon. Sự va chạm truyền kích thích này hầu như cộng hưởng do đó hiệu ứng này sẽ chỉ tích lũy chọn lọc cho những mức năng lượng của Neon là $2s_2$ và $3s_2$.

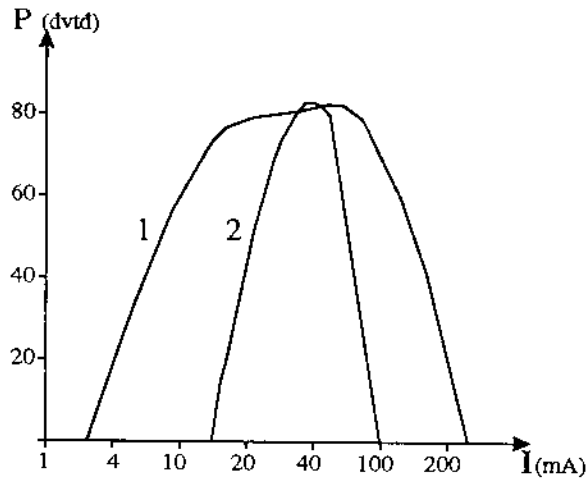
Sự chênh lệch về năng lượng đó chỉ lớn hơn giá trị KT ở nhiệt độ trong phòng một chút thôi. Vì vậy quá trình truyền kích thích xảy ra rất mạnh và làm cho nồng độ của Neon ở các mức $2s_2$ và $3s_2$ có thể lớn hơn nồng độ của những trạng thái trong nhóm $2p$ và $3p$.

Một điều khác cũng cần chú ý khi xét cơ chế tạo nghịch đảo nồng độ trong Laser He-Ne. Trạng thái $1s$ của Neon được tích lũy khá tốt trong ống phóng điện và khi dòng phóng điện khá lớn thì hiện tượng kích thích từng nấc của những nguyên tử Neon từ những trạng thái $1s$ lên trạng thái $2p$ và $3p$ có thể xảy ra.

Quá trình này sẽ làm tăng nồng độ cho các mức Laser dưới và do đó sẽ làm giảm nghịch đảo nồng độ và giảm công suất ra, thậm chí có thể làm cho Laser ngừng phát. Nếu dòng phóng không quá lớn (cỡ $100 \div 200\text{mA}$) thì có thể có bức xạ ở những dịch chuyển $s \rightarrow p$.

Trong lịch sử nghiên cứu Laser He-Ne, lúc đầu người ta chỉ nhận được bức xạ ở nhóm dịch chuyển $2s \rightarrow 2p$ và chủ yếu ở dịch chuyển $2s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 1,15\mu\text{m}$). Sau đó người ta mới nhận được bức xạ ở nhóm dịch chuyển $3s \rightarrow 3p$, và chủ yếu ở dịch chuyển $3s_2 \rightarrow 3p_4$ với $\lambda = 3,39\mu\text{m}$), và cuối cùng là ở dịch chuyển $3s_2 \rightarrow 2p_4$ với $\lambda = 0,63\mu\text{m}$.

Cả 3 dạng bức xạ đó đều tồn tại ở cùng một điều kiện phóng điện và cùng được đặc trưng bằng những sự phụ thuộc của công suất bức xạ vào các tham số phóng điện. Có thể chọn một trong ba bức xạ đó bằng cách chọn gương Laser thích hợp hoặc đưa vào trong buồng cộng hưởng quang học những phần tử hấp thụ chọn lọc.



Hình 5.6. Công suất của Laser phụ thuộc dòng phóng.

Dịch chuyển $3s_2 \rightarrow 3p_4$ ($\lambda = 3,39\mu\text{m}$) có hệ số khuếch đại lớn nhất, có thể đạt tới 20dB/m, do đó để nhận được bức xạ này có thể dùng gương phủ kim loại. Đặc biệt bức xạ này có thể tồn tại khi các tham số phóng điện biến đổi trong phạm vi khá rộng.

Bức xạ ở dịch chuyển $2s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 1,15\mu\text{m}$) so với dịch chuyển $3s_2 \rightarrow 3p_4$ ($\lambda = 3,39\mu\text{m}$) thì khó kích thích hơn nhiều. Hệ số khuếch đại ở dịch chuyển $2s_2 \rightarrow 2p_4$ tương đối nhỏ chỉ cỡ 10÷12%/m do đó nhất thiết phải dùng gương phủ bằng chất điện môi và phủ nhiều lớp. Khó thực hiện hơn cả là bức xạ ở dịch chuyển $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 0,63\mu\text{m}$). Hệ số khuếch đại ở đây khá nhỏ (4÷6%/m). Nhưng vì bức xạ này cho ánh sáng đỏ, ứng với phạm vi có độ nhạy lớn nhất của các máy thu dùng photodiode do đó Laser He-Ne được dùng rất rộng rãi ở bước sóng này. Cả ba dạng bức xạ của Laser He-Ne vừa nêu trên đều tồn tại trong chế độ phóng điện tỏa sáng. Công suất bức xạ có thể coi như tỷ lệ với

hiệu số độ nghịch đảo và độ nghịch đảo ngưỡng, tức là $P \sim (\Delta N - \Delta N_{ng}^*)$, nhưng độ nghịch đảo lại phụ thuộc rất nhiều vào chế độ phóng điện. Như chúng ta đã biết chế độ phóng điện được thể hiện bằng những tham số, dòng phóng điện, áp suất tổng, tỷ lệ giữa các áp suất khí thành phần, đường kính ống phóng. Dưới đây chúng ta sẽ khảo sát những ảnh hưởng này.

Khi tăng dòng phóng điện lên thì mật độ điện tử trong plasma sẽ tăng lên và những quá trình kích thích sẽ tăng lên. Điều này đã được khảo sát trong vật lý phóng điện chất khí. Vận tốc của quá trình tương tác giữa hai hạt A, B là:

$$M_{AB} = n_A n_B \bar{V}_{AB} q_{AB} \quad (5 - 7)$$

trong đó : n_A, n_B là nồng độ của các hạt khí A và B ;

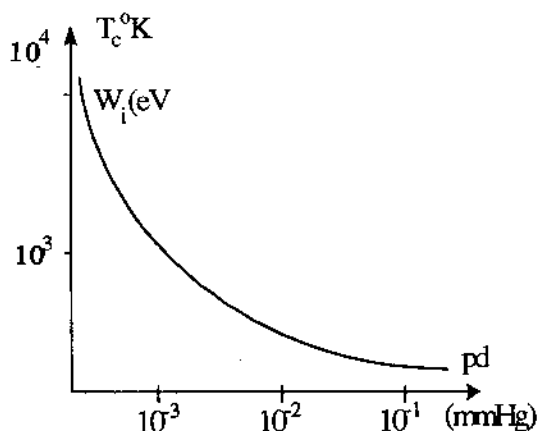
$\bar{V}_{AB}$ là vận tốc trung bình của hạt A đối với hạt B ;

còn q_{AB} là tiết diện hiệu dụng của quá trình.

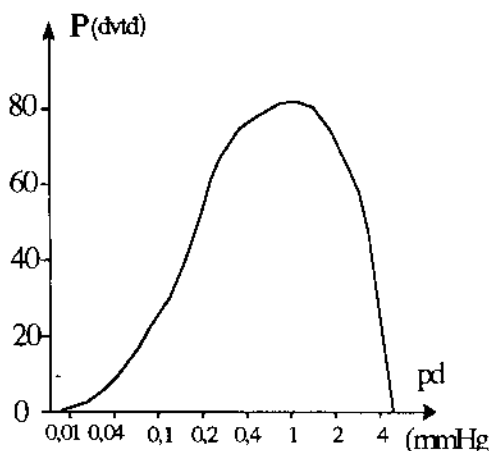
Khi dòng phóng điện tăng lên thì nồng độ của các trạng thái kích thích kể cả hai trạng thái Laser sẽ tăng lên. Khi dòng phóng chưa lớn lắm (khoảng nhỏ hơn 100÷200 mA) những quá trình kích thích từng nấc từ những mức 1s lên các mức trên còn nhỏ và có thể bỏ qua được thì có thể coi nồng độ của trạng thái Laser sẽ tăng tỷ lệ với dòng điện và nghịch đảo nồng độ sẽ tăng theo dòng phóng, và khi độ nghịch đảo đạt lớn hơn giá trị ngưỡng thì sẽ bắt đầu có bức xạ Laser, (độ nghịch đảo ngưỡng thường xảy ra ở $I_{phóng} = (2÷20)$ mA. Nếu sau đó chúng ta tiếp tục tăng dòng phóng thì công suất bức xạ của Laser sẽ tăng. Giới hạn trên của dòng phóng điện được xác định như sau. Khi dòng phóng lớn thì nồng độ điện tử trong plasma sẽ khá lớn, quá trình kích thích từng nấc của mức 1s lên các mức Laser dưới 2p, 3p sẽ tăng lên. Vận tốc của quá trình này hầu như tỷ lệ với bình phương nồng độ điện tử, trong khi đó vận tốc của quá trình kích thích các mức Laser trên lại tỷ lệ bậc nhất với nồng độ điện tử. Do các mức Laser dưới được tích lũy nhanh hơn nên nghịch đảo nồng độ sẽ giảm xuống và công suất ra sẽ giảm. Thực tế cho thấy khi dòng phóng điện cỡ vài trăm miliampe thì

Laser đã ngừng phát. Sự phụ thuộc của công suất ra vào dòng phóng được biểu diễn trên hình 5-6. Đường 1 ứng với bức xạ $\lambda=1,15\mu\text{m}$ và đường 2 ứng với $\lambda=0,63\mu\text{m}$.

Khi áp suất nhỏ hơn $1 \div 2 \text{ mmHg}$, nếu chúng ta tăng áp suất của hỗn hợp khí He - Ne trong ống phóng lên thì công suất bức xạ Laser sẽ tăng lên. Bởi vì khi đó nồng độ nguyên tử He và Ne sẽ tăng lên, do đó sẽ tăng nồng độ của những trạng thái kích thích. Nhưng khi áp suất đã khá lớn (lớn hơn $1 \div 2 \text{ mmHg}$) thì nhiệt độ điện tử sẽ giảm. Cần nhớ rằng nhiệt độ điện tử biểu thị động năng trung bình của điện tử và đóng vai trò rất quan trọng trong việc xác định cường độ của quá trình va chạm không đàn hồi. Sự phụ thuộc của nhiệt độ điện tử Te vào tích số $p \cdot d$ được biểu diễn trên hình 5.7. Trong đó $\bar{w}_i$ là năng lượng ion hóa chất khí, p là áp suất khí, d là đường kính ống phóng. Nhiệt độ điện tử giảm sẽ làm cho số lượng điện tử tham gia hữu hiệu vào quá trình kích thích chất khí giảm. Như vậy sự phụ thuộc của công suất bức xạ vào áp suất khí sẽ có giá trị cực đại và áp suất tối ưu đó thường vào khoảng 1 mmHg (xem hình 5.8).



Hình 5.7



Hình 5.8

Công suất bức xạ cũng phụ thuộc rất nhiều vào áp suất riêng phần của hỗn hợp khí.

Nghịch đảo nồng độ ở dịch chuyển công tác phụ thuộc rất nhiều vào việc va chạm truyền kích thích của những nguyên tử Heli siêu bền cho các nguyên tử Neon. Tất nhiên xác suất truyền kích thích đó theo chiều từ Heli sang Neon và từ Neon sang Heli bằng nhau (những nguyên tử Neon ở trạng thái kích thích $2s$ và $3s$ sẽ truyền năng lượng cho những nguyên tử Heli ở trạng thái cơ bản). Tuy xác suất bằng nhau nhưng vận tốc truyền thì lại tỷ lệ với nồng độ của trạng thái xuất phát. Do đó để quá trình truyền kích thích chủ yếu xảy ra theo chiều từ Heli sang Neon, xác suất riêng phần Heli phải luôn luôn lớn hơn của Neon. Khi tăng quá lớn áp suất khí Heli thì áp suất hỗn hợp khí sẽ tăng lên và do đó sẽ làm giảm nhiệt độ điện tử. Tỷ số tối ưu của áp suất riêng phần của Neon và Heli thường vào khoảng từ 1: 5 tới 1 : 15.

Đường kính ống phóng cũng ảnh hưởng nhiều tới công suất ra. Nếu đường kính ống phóng lớn sẽ làm tăng thể tích của hoạt chất và nếu các điều kiện khác là tối ưu thì rõ ràng có thể tăng được công suất ra. Nhưng đường kính ống phóng tăng thì nhiệt độ điện tử sẽ giảm (như đã khảo sát $T_e = f(pd)$), do đó sẽ làm giảm nồng độ của những nguyên tử Heli siêu bền và sẽ làm giảm độ nghịch đảo. Mâu thuẫn về thể tích hoạt chất và nhiệt độ điện tử trên sẽ dẫn đến việc phải chọn một đường kính ống phóng tối ưu. Nhưng đường kính tối ưu này lại phụ thuộc vào chiều dài ống phóng, khi ống càng dài thì đường kính ống càng lớn. Với chiều dài khoảng 1 mét thì đường kính ống khoảng $\approx 7 \div 9\text{mm}$. Người ta đã nghiên cứu giải quyết mâu thuẫn trên bằng cách chế tạo ống phóng có tiết diện elip (không phải tiết diện tròn), bởi vì nhiệt độ điện tử phụ thuộc vào sự khuếch tán các hạt điện tích ra thành ống, vì vậy bán kính nhỏ của elíp sẽ làm nhiệm vụ tăng thể tích hoạt chất. Bằng giải quyết đó có thể tăng được công suất bức xạ của Laser. Tỷ lệ giữa hai bán trục của elíp thường chọn vào khoảng $1 \div 4$, nếu lớn hơn sẽ làm chế độ phóng điện kém ổn định.

Laser He-Ne hiện nay được dùng khá rộng rãi. Công suất ra tùy thuộc vào bước sóng, với $\lambda = 1,15\mu\text{m}$ và $\lambda = 0,63\mu\text{m}$ thì công suất ra đạt khoảng vài chục mW, với $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$ thì công suất ra có thể đạt

tới vài trăm mW. Tuổi thọ của Laser He-Ne chủ yếu phụ thuộc vào chất lượng hỗn hợp khí. Trong quá trình phóng điện (khi Laser làm việc) khí sẽ bị thành ống và các điện cực hấp thụ và làm giảm áp suất khí xuống. Hiện tượng này lại xảy ra khác nhau đối với từng thành phần khí khác nhau do đó, quá trình sẽ làm thay đổi tỷ lệ áp suất riêng phần của hỗn hợp khí, làm giảm công suất bức xạ và tiến tới làm ngừng hẳn bức xạ. Đây là vấn đề rất quan trọng trong việc chế tạo Laser khí. Nghiên cứu giải quyết vấn đề này hiện nay vẫn chưa hoàn thiện, đặc biệt là việc nghiên cứu chế tạo những Laser làm việc thích hợp trong điều kiện khí hậu nóng ẩm như ở nước ta.

5.3. LASER ION LÀM VIỆC Ở CHẾ ĐỘ LIÊN TỤC

Laser ion làm việc ở chế độ liên tục là loại được sử dụng rộng rãi. Trong Laser ion những dịch chuyển Laser không phải là những dịch chuyển nguyên tử như đã khảo sát trong Laser He-Ne mà là những dịch chuyển giữa những trạng thái kích thích của những ion trong phóng điện chất khí. Đặc điểm cơ bản của Laser ion là công suất bức xạ ở chế độ liên tục lớn hơn nhiều so với Laser nguyên tử, nhưng không phải loại Laser khí cho công suất bức xạ liên tục lớn nhất. Ưu điểm này thuộc về Laser phân tử CO_2 mà chúng ta sẽ nghiên cứu ở mục sau.

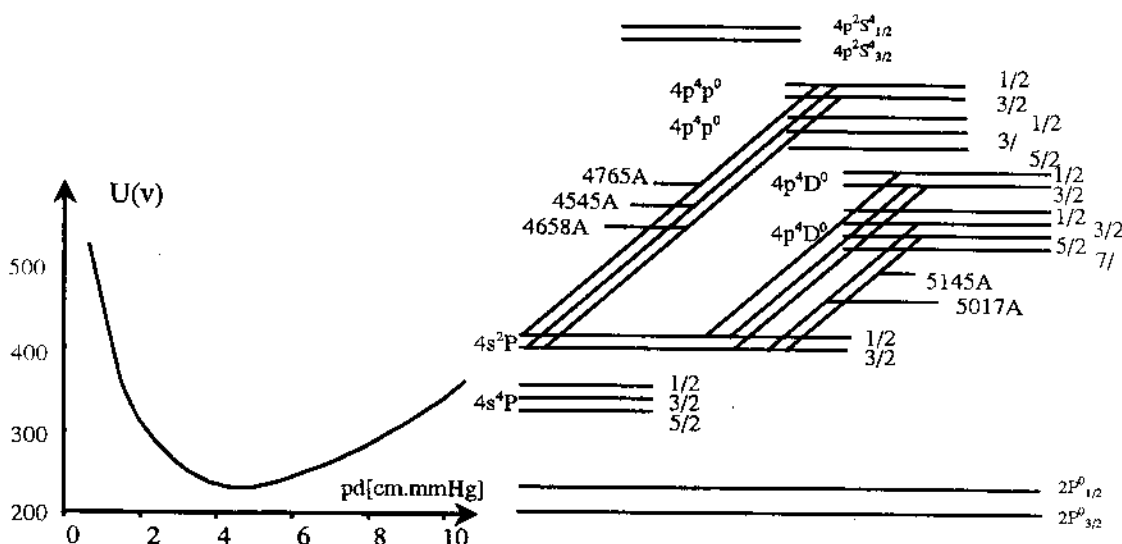
Để khảo sát quá trình tạo nghịch đảo nồng độ trong Laser ion, chúng ta hãy xét những đặc điểm của những dịch chuyển Laser của ion.

- Những trạng thái công tác của Laser ion phân bố rất cao, ví dụ mức Laser trên của Laser He-Ne nằm trong khoảng 18÷20 eV thì của Laser ion phải cỡ 35 eV. Do đó hiện tượng tăng tích lũy mức Laser dưới do quá trình kích thích từng nấc như đã khảo sát trong Laser He-Ne sẽ không xảy ra.

- Xác suất dịch chuyển ion lớn hơn xác suất của dịch chuyển nguyên tử.

- Khoảng cách giữa các mức ion trên giản đồ năng lượng khá lớn. Trong Laser ion môi trường hoạt tính phải chứa nhiều ion nên phóng

khoảng 200÷400V. Đặc tuyến Volt-Ampe của phóng điện hồ quang, ví dụ của Laser Argon được biểu diễn trên hình 5.10. Đặc điểm của chế độ phóng điện hồ quang là điện áp U_{AK} ít phụ thuộc vào dòng điện vì vậy để ổn định chế độ phóng điện cần thiết phải có điện trở hạn chế. Laser ion thông dụng nhất là Laser Argon. Do đó chúng ta sẽ chọn Laser Argon để khảo sát và chọn làm tiêu biểu cho loại Laser ion. Trước hết chúng ta hãy khảo sát đồ thị năng lượng của ion argon (xem hình 5.11).



Hình 5.10

Hình 5.11

Trạng thái cơ bản của ion Argon được mô tả bằng cấu hình $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$. Khác với nguyên tử vành ngoài 3p không đầy, người ta thường dùng liên kết LS mà không dùng liên kết jI như ở nguyên tử để mô tả các trạng thái của ion. Cấu hình điện tử của trạng thái cơ bản của ion vừa viết trên có thể coi tương đương với một điện tử ở vành p và có thể có 2 trạng thái:

$$S = 1/2, L = 0, J = 1/2 \text{ và } S = 1/2; L = 1, J = 3/2$$

Vì vậy trạng thái cơ bản sẽ ứng với hai mức con $^2P_{1/2}$ và $^2P_{3/2}$.

Những trạng thái kích thích sẽ ứng với việc chuyển một điện tử của vành 3p lên vành 4d hoặc 4p và cả hai trường hợp này đều có cùng phân dư $3p^4$. Cấu hình điện tử của phân dư $3p^4$ tương đương với vành p

có hai điện tử và tất nhiên phân dư sẽ có thể tồn tại ở nhiều trạng thái khác nhau. Trong Laser argon, những trạng thái công tác đều là những trạng thái trong đó phân dư có năng lượng cực tiểu. Theo nguyên lý Hund phân dư gồm 4 điện tử ở vành p có năng lượng cực tiểu được mô tả bằng những số lượng tử : $S' = 1, L' = 1, J' = 2(^2P_2)$.

Điện tử kích thích 4s có số lượng tử $S = 1/2, L = 0$. Tương tác spin giữa phân dư và điện tử kích thích 4s có thể có 2 giá trị của S là $S = 1/2$ và $S = 3/2$ (do $S = [S' + s] = [1 + 1/2] = 3/2; 1/2$) và một giá trị của L là $L = [L' + l] = [1 + 0] = 1$, tổ hợp lại ta sẽ có những trạng thái $4s^2P_{1/2}, 4s^2P_{3/2}$ và $4s^4P_{1/2}, 4s^4P_{3/2}, 4s^4P_{5/2}$ (cho $L < S$) chúng ta không viết phân dư vì chung cho cả các trạng thái, phân dư đều là $3P_2$.

Sau khi xét điện tử kích thích 4s, bây giờ chúng ta xét trường hợp điện tử kích 4p. Trường hợp này sẽ cho ta một tập hợp các trạng thái phức tạp hơn. Khi đó $l = 1$, do đó số lượng tử L có thể có 3 giá trị $L = 0, 1, 2$ ứng với ký hiệu S, P, D. Tương ứng với 3 giá trị của L ta có 3 hệ thống của trạng thái 4p là 4pS, 4pP, 4pD. Mỗi giá trị của L sẽ tổ hợp với hai giá trị của S là 1/2 và 3/2. Những trạng thái có thể ứng với điện tử kích thích 4p được biểu diễn tổng hợp trên bảng 5-1. Tất cả các trạng thái kích thích đó đều có cùng phân dư 3P_2 . Những trạng thái kích thích đó được biểu diễn trên đồ thị hình 5.11.

Nghịch đảo nồng độ sẽ được hình thành giữa một số trạng thái 4p (mức Laser trên) và một số trạng thái 4s (mức Laser dưới). Trên hình 5.11 cho biết một số dịch chuyển Laser làm việc ở chế độ liên tục. Cơ chế nghịch đảo nồng độ giữa $4p \rightarrow 4s$ của Laser Argon được giải thích như sau. Tích lũy của những trạng thái kích thích Ar II được thực hiện chủ yếu do kích thích điện tử từng nấc những ion ở trạng thái ion cơ bản. Nồng độ của trạng thái ion cơ bản này có thể xác định bằng biểu thức :

$$N = N_e N_i \bar{v}_e q_m \tau \exp \left(- \frac{\Delta E}{kT_e} \right) \quad (5 - 8)$$

trong đó : N_e - nồng độ điện tử ;

N_i - nồng độ ion ;

$\bar{v}_e$ - vận tốc trung bình chuyển động hỗn loạn của điện tử ;

- q_m - tiết diện kích thích điện tử ;
- τ - tuổi thọ của trạng thái kích thích ;
- ΔE - hiệu năng lượng của trạng thái kích thích và trạng thái ion cơ bản ;
- T_e - nhiệt độ điện tử.

Trong Laser Argon hai mức Laser cách mức ion cơ bản khoảng 18÷20 eV, trong khi đó hiệu giữa hai mức Laser chỉ khoảng 0,2eV. Do đó để đơn giản ta có thể coi hiệu giữa mức Laser trên và dưới với mức ion cơ bản là một giá trị trung bình ΔE_0 nào đó (không phải là ΔE_i và ΔE_k) thay cho ΔE trong biểu thức 5-8. Mặt khác có thể coi nồng độ điện tử bằng nồng độ ion tức là $N_i = N_e$. Với hai giả thiết đó thì độ tích lũy của hai mức i và k sẽ là:

$$\Delta N_{ik} = N_e^2 \bar{v}_e (q_{mi} \tau_i - q_{mk} \tau_k) \exp\left(-\frac{\Delta E_0}{kT_e}\right) \quad (5-9)$$

Ở đây i và k chỉ mức trên và mức dưới. Tất nhiên, nghịch đảo nồng độ chỉ có khi thoả mãn điều kiện :

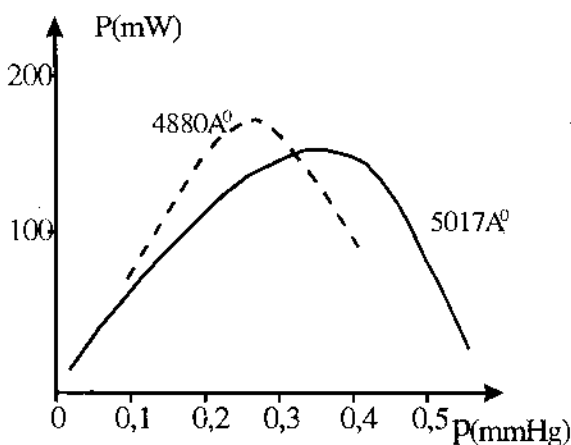
$$q_{mi} \tau_i > q_{mk} \tau_k \quad (5 - 10)$$

Bảng 5-1. Những trạng thái kích thích

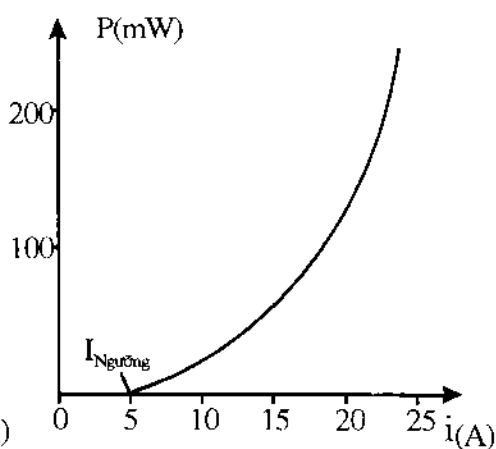
L \ S	1/2	3/2
0	$4p^2 S^0_{1/2}$	$4p^4 S^0_{3/2}$
1	$4p^2 P^0_{1/2}$ $4p^2 P^0_{3/2}$	$4p^4 P^0_{1/2}$ $4p^4 P^0_{3/2}$ $4p^4 P^0_{5/2}$
2	$4p^2 D^0_{3/2}$ $4p^2 D^0_{5/2}$	$4p^4 D^0_{1/2}$ $4p^4 D^0_{3/2}$ $4p^4 D^0_{5/2}$ $4p^4 D^0_{7/2}$

Thực tế cho thấy q_{li} gần bằng q_{mk} , còn τ_i của mức $4p$ lớn hơn vài lần tuổi thọ của mức $4s$. Do đó, ở dịch chuyển $4p \rightarrow 4s$ sẽ có nghịch đảo nồng độ đủ lớn (nếu chọn chế độ phóng điện thích hợp) để gây tự kích cho Laser.

Bây giờ chúng ta sẽ khảo sát sự phụ thuộc của độ nghịch đảo ΔN_{ik} và công suất bức xạ vào các tham số phóng điện. Trước hết hãy khảo sát ảnh hưởng của áp suất khí. Khi tăng áp suất khí sẽ tăng nồng độ điện tử và do đó nhiệt độ điện tử giảm. Dựa vào (5-9) ta thấy rõ ràng có thể chọn được áp suất tối ưu để có ΔN_{ik} và công suất ra cực đại. Sự phụ thuộc này được mô tả bằng hình 5.12.



Hình 5.12



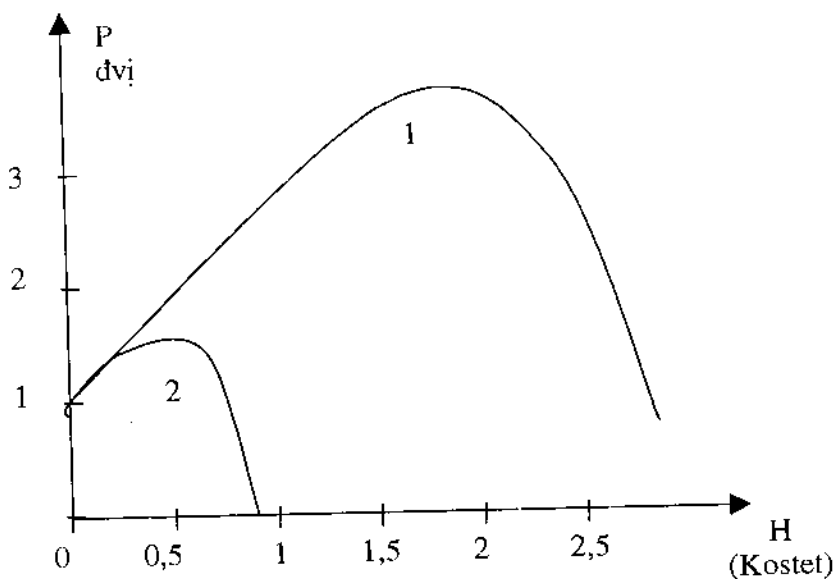
Hình 5.13

Giá trị áp suất khí tối ưu lại phụ thuộc vào vạch bức xạ. Với những dịch chuyển mà mức Laser trên nằm càng cao thì áp suất tối ưu càng nhỏ, nhưng nói chung chúng nằm trong khoảng $p_{opt} = 0,1 \div 0,4 \text{ mmHg}$. Khi tăng dòng phóng điện, nồng độ các hạt điện tích sẽ tăng lên, trong đó nồng độ điện tử N_e tăng nhanh hơn mật độ dòng phóng, còn nhiệt độ điện tử hầu như không phụ thuộc vào dòng điện, nếu dòng điện còn nhỏ hơn vài chục ampe. Vì vậy khi tăng dòng điện lên thì độ nghịch đảo ΔN_{ik} và công suất sẽ tăng lên khá nhanh (xem hình 5.13). Độ nghịch đảo ngưỡng sẽ xuất hiện khi dòng phóng điện khoảng vài

13.03.2023
10:00:00
10:00:00
10:00:00

ampe. Công suất bức xạ của Laser Argon phụ thuộc vào dòng phóng theo hàm bậc ba. Tăng cường độ dòng phóng điện sẽ gặp rất nhiều khó khăn trong công nghệ chế tạo.

Để tăng nồng độ hạt điện tích ở trục ống phóng điện người ta dùng từ trường một chiều có chiều dọc theo trục ống phóng điện (nguyên lý hội tụ điện tích bằng từ trường đã nghiên cứu trong giáo trình Vật lý điện tử). Khi đó số điện tích khuếch tán ra thành ống phóng sẽ giảm đi. Nồng độ điện tích tăng sẽ làm giảm nhiệt độ điện tử xuống tức là chúng đã tạo ra một tác dụng tổng hợp là vừa tăng N_e , vừa giảm T_e do đó độ nghịch đảo sẽ tăng lên và khi từ trường càng tăng (lúc từ trường còn nhỏ) thì độ nghịch đảo càng tăng, nhưng rồi lại giảm đi khi từ trường quá lớn (xem hình 5.14). Thực tế cho biết giá trị tối ưu của cường độ từ trường vào khoảng $2 \div 4$ kiloOstet. Bằng tác dụng của từ trường để hội tụ các hạt điện tích có thể tăng được công suất bức xạ Laser lên vài lần. Vì vậy các ống phóng Laser Argon thường được bao ở ngoài bằng một cuộn dây để tạo từ trường.



Hình 5.14. Mối quan hệ giữa công suất Laser và H.

Ta đã biết Laser khí có thể có cấu trúc kiểu gương trong hoặc gương ngoài, nhưng với Laser ion thì kiểu cấu tạo sẽ làm ảnh hưởng tới công suất ra nếu dùng từ trường để hội tụ điện tích. Sở dĩ như vậy bởi vì trong từ trường dọc sự tách các vạch phổ sẽ làm quay mặt phân cực của bức xạ Laser (hiệu ứng Zeeman) và sẽ tăng tiêu hao ở cửa Brewster. Khi cường độ từ trường càng lớn thì tiêu hao càng tăng. Do đó, công suất bức xạ bắt đầu giảm ngay khi cường độ từ trường còn tương đối nhỏ (khoảng vài trăm oeslet). Trên hình 5.14 đường cong 1 ứng với trường hợp dùng gương trong, còn đường cong 2 ứng với trường hợp dùng gương ngoài (có cửa sổ Brewster).

Laser Argon làm việc ở chế độ liên tục có thể bức xạ ở 9 vạch trong dải sóng từ 4545 Å tới 5145 Å (hình 5.11), một số những dịch chuyển đó được ghi trong bảng 5-2.

Bảng 5-2. Sự dịch chuyển của các bước sóng

Bước sóng	Dịch chuyển	Bước sóng	Dịch chuyển
4545,08	$4p^2P^0_{1/2} \rightarrow 4s^2P_{3/2}$	4879,90	$4p^2D^0_{5/2} \rightarrow 4s^2P_{3/2}$
4579,39	$4p^2P^0_{1/2} \rightarrow 4s^2P_{1/2}$	4965,12	$4p^2D^0_{3/2} \rightarrow 4s^2P_{1/2}$
4657,94	$4p^2D^0_{3/2} \rightarrow 4s^2P_{3/2}$	5017,16	$4p^4D^0_{3/2} \rightarrow 4s^2P_{3/2}$
4726,91	$4p^2D^0_{3/2} \rightarrow 4s^2P_{3/2}$	5145,33	$4p^4D^0_{5/2} \rightarrow 4s^2P_{3/2}$
4764,89	$4p^2P^0_{1/2} \rightarrow 4s^2P_{1/2}$		

Nếu ống phóng Laser argon dài khoảng 30 ÷ 50cm thì công suất bức xạ đạt khoảng vài watt. Trong phòng thí nghiệm đã đạt được $P_{bxa} = 30 \div 50W$ với ống phóng dài 2m. Hiệu suất của Laser ion rất nhỏ và đó là khuyết điểm lớn của loại Laser này.

5.4. LASER PHÂN TỬ

Nhược điểm cơ bản của các loại Laser nguyên tử và Laser ion mà chúng ta vừa nghiên cứu trên là hiệu suất lượng tử quá thấp mà nguyên

nhân cơ bản là do các mức Laser trên được phân bố quá cao so với mức bơm cơ bản. Khi những mức Laser trên phân bố quá cao thì hiệu suất lượng tử sẽ thấp, đặc biệt đối với những Laser bức xạ ở dải sóng hồng ngoại. Với Laser nguyên tử thì năng lượng kích thích khoảng $18 \div 20$ eV còn lượng tử năng lượng bức xạ của Laser chỉ rất nhỏ ngay đối với ánh sáng nhìn thấy, do đó hiệu suất lượng tử khá nhỏ. Nếu chúng ta dùng hệ nguyên tử (cần năng lượng kích thích lớn như vậy) để tạo bức xạ hồng ngoại, ví dụ : $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ thì hiệu suất lượng tử còn nhỏ nữa và chỉ cỡ vài phần nghìn. Đối với Laser ion cũng vậy, lượng tử năng lượng kích thích của Laser ion cần khoảng 20eV (khi Laser ion làm việc ở chế độ liên tục, ở đó bơm chủ yếu do kích thích từng nấc) và khoảng 35eV cho Laser ion làm việc ở chế độ xung, khi đó bơm chủ yếu do va chạm trực tiếp của điện tử với phân tử khí, thì hiệu suất còn nhỏ nữa. Để tăng hiệu suất của Laser đặc biệt với những Laser cho bức xạ hồng ngoại người ta nghĩ đến việc dùng những mức năng lượng thấp của hạt. Patel (một nhà vật lý học Mỹ, người đầu tiên phát minh ra Laser phân tử CO_2) đã nghĩ ngay đến việc dùng những mức dao động của phân tử vì những mức này nằm rất gần mức cơ bản của phân tử. Tất nhiên khi đó năng lượng kích thích sẽ chỉ cần rất nhỏ

và hiệu suất lượng tử $\eta_{LT} = \frac{h\nu_{\text{Laser}}}{h\nu_{\text{Bom}}}$ sẽ lớn.

Patel đã sử dụng phân tử CO_2 vì những phân tử gồm hai nguyên tử như N_2 , O_2 không dùng được do thời gian sống của những trạng thái dao động nhỏ. Còn phân tử CO_2 thì đã được nghiên cứu khá hoàn hảo về cấu trúc phổ, về dịch chuyển dao động - quay do đó có thể sử dụng được khá nhiều thông tin về nó, đồng thời nó cũng là loại phân tử gồm 3 nguyên tử đơn giản nhất.

Lý do thứ hai khiến Patel sử dụng phân tử CO_2 vì những mức dao động rất gần với trạng thái cơ bản của phân tử cho nên hầu như tất cả những điện tử trong plasma sẽ tham gia có hiệu lực vào quá trình kích thích. Điều này bảo đảm tăng được hiệu suất và tăng được công suất ra vì nồng độ của mức Laser trên sẽ tăng lên rất lớn.

Phân tử CO_2 có cấu trúc đối xứng tuyến tính (xem hình 5.15) và được đặc trưng bằng 3 bậc dao động tự do :

- Dao động đối xứng (hình 5.15 b) ký hiệu bằng số lượng tử dao động v_1 .
- Dao động biến dạng (hình 5.15 d) ký hiệu bằng số lượng tử v_2 .
- Dao động phản xứng (hình 5.15 c) ký hiệu bằng số lượng tử v_3 .

Những trạng thái kích thích của phân tử CO_2 là tổ hợp của 3 dao động đơn đó lại. Do đó trạng thái dao động của phân tử CO_2 được mô tả bằng ba số lượng tử v_1, v_2, v_3 đó và được ký hiệu bằng $(v_1 v_2 v_3)$. Số lượng tử phụ l trong v_2 dùng để chỉ bậc suy biến của dao động biến dạng. Số lượng tử l có những giá trị :

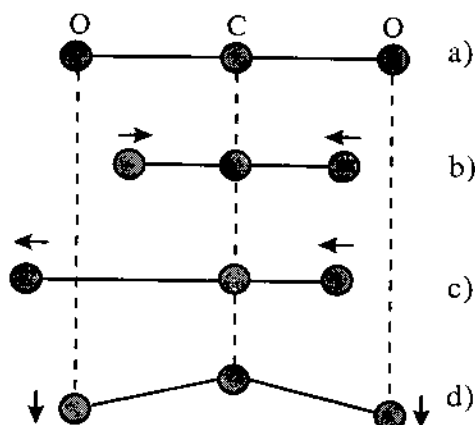
$$l = v, v - 2, \dots, 0 \text{ nếu } v_2 \text{ chẵn}$$

$$l = v, v - 2, \dots, 1 \text{ nếu } v_2 \text{ lẻ}$$

Theo lý thuyết phổ phân tử người ta tìm được quy tắc chọn lọc sao cho hệ phân tử :

- Dịch chuyển giữa hai mức năng lượng sẽ bị cấm nếu giữa hai mức đó có sự thay đổi đồng thời hai số lượng tử trở lên hoặc chỉ thay đổi một số lượng tử nhưng $\Delta v > 1$.

- Dịch chuyển giữa hai mức năng lượng sẽ xảy ra nếu một trong ba số lượng tử thay đổi một đơn vị tức $\Delta v = \pm 1$.



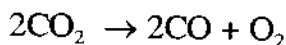
Hình 5-15

Theo quy tắc trên, phân tử CO_2 sẽ có các dịch chuyển mạnh nhất là: $00^01 \rightarrow 10^00$ và $00^01 \rightarrow 02^00$. Do nhiều lý do trong đó có thời gian sống lớn mà người ta chọn những mức 00^01 làm mức Laser trên, còn những mức $10^00, 02^00$ làm mức Laser dưới. Những phân tử ở những

mức Laser dưới khi bức xạ hoặc do va chạm sẽ dịch chuyển xuống trạng thái cơ bản.

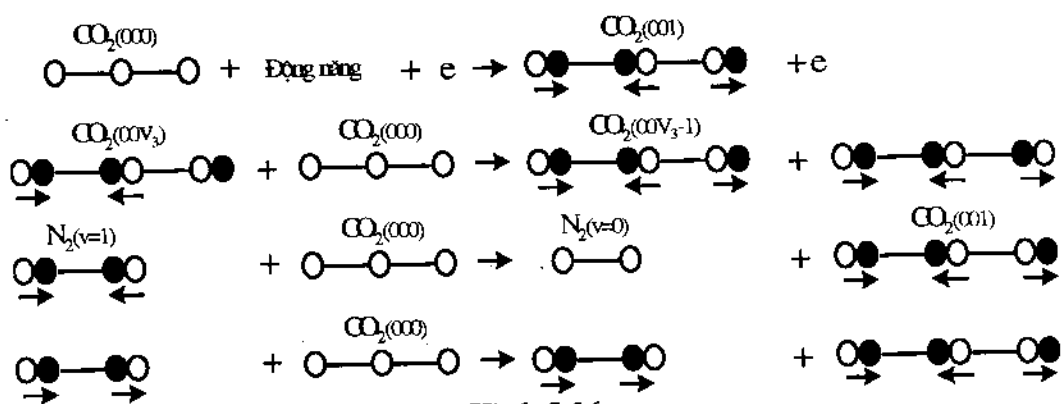
Dịch chuyển dao động quay 001 - 100 sẽ cho bức xạ ở bước sóng 10,6 μm , còn dịch chuyển dao động quay 001 - 020 sẽ cho bức xạ ở $\lambda = 9,6\mu\text{m}$, với hiệu suất lượng tử của Laser ở 10,6 μm là 40% và của bức xạ $\lambda = 9,6\mu\text{m}$ là 45%. Chính do hiệu suất lượng tử cao và khả năng kích thích chọn lọc ở những mức gần mức cơ bản, nên hiệu suất chung của Laser CO₂, sẽ khá lớn, khoảng 20÷30%, và điều này tất nhiên rất hấp dẫn đối với chúng ta.

Trong thí nghiệm đầu tiên về Laser CO₂, Patel đã dùng khí CO₂ thuần với áp suất 1mmHg và bơm kích bằng phóng điện một chiều. Khi phóng điện sẽ có một số điện tử nhanh, chúng sẽ va chạm với những phân tử CO₂ và làm phân rã phân tử CO₂ theo phương trình :



Nhưng năng lượng ngưỡng của điện tử trong quá trình này rất lớn do đó số lượng điện tử nhanh đạt được năng lượng lớn hơn hoặc bằng năng lượng ngưỡng đó rất ít. Phải chọn chế độ phóng điện để trong plasma tồn tại phần lớn những điện tử chậm. Những điện tử chậm này sẽ kích thích những phân tử CO₂ lên những mức dao động. Ta thấy, những điện tử sẽ kích thích những phân tử CO₂ lên những mức dao động 00v₃ và những mức này lại cách đều nhau liên tiếp. Vì vậy mức Laser trên 001 của bức xạ 10,6 μm chỉ là một trong những mức 00v₃ đó. Những phân tử CO₂ được kích thích lên những mức cao hơn mức 00v₃ với v₃ > 1 nhưng có thể lại không tham gia vào bức xạ Laser chăng ? Thực tế cho thấy điều đó không xảy ra bởi vì những mức 00v₃ phân bố cách đều nhau. Do đó khi va chạm giữa những phân tử 00v₃ với những phân tử 000 thì những phân tử kích thích 00v₃ sẽ bị mất đi một lượng tử năng lượng dao động và chuyển thành những phân tử CO₂(00v₃-1). Khi đó những phân tử CO₂(000) nhận được lượng tử năng lượng đó, sẽ dịch chuyển lên trạng thái CO₂(001) tức chuyển lên trạng thái Laser trên (xem hình 5.16).

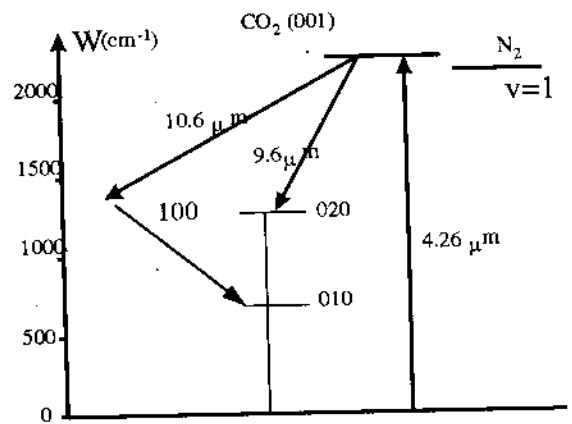
Người ta nói quá trình đó mang tính cộng hưởng với ý nghĩa là truyền năng lượng kích thích giữa các phân tử mà không bị tiêu hao một chút năng lượng nào, tức là xác suất biến những phân tử $\text{CO}_2(00\nu_3)$ thành những phân tử $\text{CO}_2(001)$ sẽ rất lớn tức là việc bơm kích của Laser CO_2 sẽ rất có hiệu quả.



Hình 5.16

Những phân tử $\text{CO}_2(001)$ sẽ tham gia vào bức xạ photon ($\lambda=10,6\mu\text{m}$) rồi chuyển về mức (100), từ mức đó phân tử sẽ chuyển về mức cơ bản để rồi lại tham gia tiếp tục vào hoạt động của Laser.

Vấn đề được đặt ra là việc giải toả nhanh mức Laser dưới có được thực hiện không? Quá trình này xảy ra chủ yếu do va chạm với những phân tử khác. Ở đây việc truyền năng lượng một cách cộng hưởng cũng lại sẽ đóng một vai trò rất quan trọng.

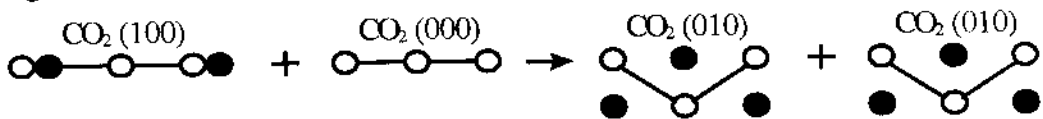


Hình 5.17

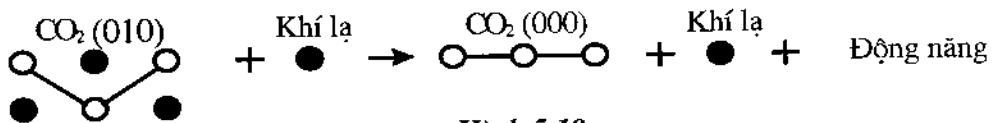
Năng lượng ứng với mức laser dưới hầu như lớn gấp đôi năng lượng cần thiết để kích thích mức (010) (xem hình 5-17). Những phân tử $\text{CO}_2(100)$ hay (020) va chạm với những phân tử $\text{CO}_2(000)$ sẽ có thể kích thích cả hai phân tử lên

mức 010 (xem hình 5-18). Chính nhờ tính cộng hưởng của quá trình, nên mức Laser dưới (100) sẽ được nghèo hóa rất nhanh. Tất nhiên quá trình còn chưa triệt để vì chưa đưa được CO_2 về trạng thái cơ bản (000).

Những phân tử $\text{CO}_2(010)$ phải trở về trạng thái cơ bản để rồi lại tiếp tục tham gia vào bức xạ Laser. Sự nghèo hóa mức 010 được thực hiện bằng va chạm nhưng lại không mang tính cộng hưởng mà năng lượng của phân tử $\text{CO}_2(010)$ sẽ biến thành động năng. Va chạm này sẽ xảy ra với sự tham gia hoặc của các hạt khí lạ khác như (H_2 , CO , He ... ta sẽ nghiên cứu sau) hoặc với CO_2 hoặc với thành ống (xem hình 5.19).



Hình 5.18



Hình 5.19

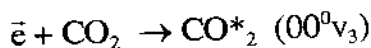
Chính do không mang tính cộng hưởng trong việc biến năng lượng dao động thành động năng này mà việc giải tỏa mức 010 rất chậm, và chính nó đã làm giảm hiệu suất và công suất ra của Laser CO_2 . Điều này đã được nghiên cứu giải quyết theo cách sau :

Từ đầu Patel đã giải thích rằng ngay với Laser CO_2 thuần, quá trình giải tỏa mức Laser dưới có thể xảy ra rất nhanh và đủ để có thể thực hiện được bức xạ ở dịch chuyển quay 001-100 và 001-020 ứng với 10,6 μm và 9,6 μm . Patel còn cho biết xác suất dịch chuyển 10,6 μm mạnh hơn xác suất dịch chuyển 9,6 μm tới 10 lần. Do đó ta sẽ chỉ khảo sát dịch chuyển 10,6 μm .

Laser khí CO_2 thuần có hai nhược điểm cơ bản.

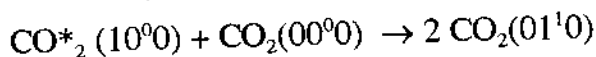
Các phân tử được kích thích lên các mức $00v_3$ với $v_3 > 1$ không tham gia trực tiếp vào việc tạo bức xạ Laser. Nhưng trong quá trình

phóng điện, các điện tử không có động năng giống nhau, vì vậy khi va chạm chúng sẽ kích thích các phân tử CO_2 ở mức 000 lên các mức ứng với v_3 khác nhau và $v_3 > 1$ ví dụ 002, 003, 004... hoặc các mức 010, 020,... Như vậy các mức này hoặc thấp hơn hoặc cao hơn mức Laser trên 001. Do đó nếu chỉ dùng phương pháp va chạm trực tiếp giữa các phân tử CO_2 với các điện tử trong ống phóng :



thì sự kích thích sẽ không mang tính chọn lọc cao nên công suất và hiệu suất của Laser sẽ nhỏ. Đây là một trong những nhược điểm lớn nhất của Laser CO_2 thuần.

Nhược điểm thứ hai là khi thực hiện dịch chuyển từ mức 00^01 xuống mức 10^00 , yêu cầu mức Laser dưới 10^00 phải được giải tỏa rất nhanh để tăng nghịch đảo nồng độ và vừa để tăng số phân tử CO_2 về mức cơ bản và tiếp tục tham gia vào quá trình vận chuyển của Laser. Điều đó chỉ được thực hiện bằng va chạm của phân tử CO_2 (10^00) với $\text{CO}_2(000)$. Vì năng lượng của mức 10^00 lớn gấp đôi năng lượng cần kích thích phân tử CO_2 từ mức cơ bản 000 lên mức 01^10 , nên khi va chạm sẽ có thể xảy ra quá trình :



Quá trình này mang tính cộng hưởng nên xảy ra rất nhanh, nhưng những phân tử $\text{CO}_2(01^10)$ chuyển về mức cơ bản 000 lại xảy ra rất chậm, và không mang tính cộng hưởng. Vì vậy nó kìm giữ một số khá lớn phân tử CO_2 ở đây không cho tham gia vào quá trình duy trì nghịch đảo nồng độ. Đây là nguyên nhân chủ yếu hạn chế công suất ra của Laser CO_2 thuần vì vậy người ta đã cho thêm N_2 vào khí CO_2 thuần. Độ thế năng lượng ứng với mức dao động $v = 1$ của N_2 được biểu diễn trên hình 5.17. Phân tử N_2 có hai nguyên tử và chỉ có một bậc dao động tự do. Năng lượng dao động của nó là năng lượng của những lượng tử năng lượng do những dao động dọc theo trục phân tử. Những mức năng lượng dao động của N_2 hoàn toàn được mô tả bằng số lượng tử dao động v . Vì phân tử gồm có hai nguyên tử Nitơ giống nhau cho nên

3. 3. 3.



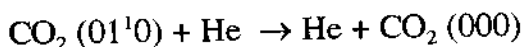
Hình 5.20. Phân tử CO_2 mức cơ bản được kích thích lên mức 001.

203

là mức Laser trên. Vì vậy, hiệu suất và công suất của Laser dùng hỗn hợp $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ sẽ lớn hơn của Laser CO_2 thuần rất nhiều.

Mặt khác, thực nghiệm cho biết khi bổ sung thêm N_2 , thời gian tích thoát của mức Laser dưới (100) còn giảm đi hai lần. Đối với CO_2 áp suất khoảng 1mmHg thì thời gian tích thoát của mức 010 là $4,4 \cdot 10^{-3} \text{sec}$. Khi có thêm khí N_2 với áp suất 1mmHg thì thời gian tích thoát giảm xuống còn $1,4 \cdot 10^{-4} \text{sec}$ và nếu áp suất Nitơ là 2,5mmHg thì thời gian tích thoát chỉ còn $4 \cdot 10^{-5} \text{sec}$.

Người ta thấy công suất ra của Laser CO_2 tăng lên rất lớn nếu thêm khí Helium vào hỗn hợp $\text{CO}_2 - \text{N}_2$, bởi vì khi đó thời gian tích thoát quay của mức 010 giảm xuống rất nhiều, làm cho tốc độ nghèo hóa của mức Laser dưới 100 tăng lên và chu trình vận động của những phân tử CO_2 tăng lên :



Trong thực tế, quá trình làm nghèo hóa mức Laser dưới có thể tăng lên 2 lần. Ngoài ra, Heli còn làm thêm nhiệm vụ truyền nhiệt ra thành ống vì Heli có hệ số dẫn nhiệt lớn. Vì vậy nhờ có Heli mà tuổi thọ của ống phóng sẽ tăng lên, công suất ra tăng lên, nếu chọn dòng phóng và đường kính ống phóng thích hợp. Mặt khác, Heli còn có tác dụng làm khí đệm ngăn cách ảnh hưởng tương tác của các phân tử CO_2 với nhau và do đó làm giảm thời gian tích thoát dao động của phân tử CO_2 .

Người ta đã tính được thời gian tích thoát của CO_2 thuần ở mức 01¹0 là $4,4 \cdot 10^{-3} \text{sec}$. Khi bổ sung thêm Heli với áp suất 1mmHg thì thời gian đó chỉ còn $2,26 \cdot 10^{-4} \text{sec}$ và nếu tăng áp suất Heli lên 20mmHg thì thời gian tích thoát đó chỉ còn rất nhỏ $2 \cdot 10^{-8} \text{sec}$.

Như vậy tỉ lệ giữa các thành phần khí cũng rất quan trọng. Thực tế cho thấy khi thêm N_2 vào CO_2 thì công suất ra tăng lên và nếu có thêm cả Heli, với áp suất khoảng 19,2mmHg thì công suất tăng tới 10W, như vậy công suất sẽ tăng lên từ 4÷6 lần do tác dụng của Heli, so với CO_2 thuần. Trước hết cần chọn áp suất riêng phần của CO_2 , bằng thực nghiệm người ta đã có kết quả :

$$p_{\text{CO}_2} \cdot r_{\text{ống}} = 2 [\text{cm. mmHg}]$$

Sau khi đã có áp suất riêng phần p_{CO_2} sẽ chọn áp suất riêng phần N_2 sao cho nó ảnh hưởng không đáng kể đến tính chất phóng điện và từ thực nghiệm có thể rút ra :

$$\frac{p_{N_2}}{p_{\text{CO}_2}} \approx \frac{\delta_{\text{CO}_2}}{\delta_{N_2}} \approx 1 \div 2$$

trong đó : δ_{CO_2} , δ_{N_2} là tiết diện va chạm đàn hồi của điện tử với phân tử N_2 và CO_2 ;

$$\delta_{N_2} (2,5 \div 3) \text{eV} = (1,5 \div 3) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2.$$

$$\delta_{\text{CO}_2} (2,5 \div 3) \text{eV} = 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

Như vậy, có thể chọn áp suất khí riêng phần đối với N_2 là :

$$p_{N_2} = (1 \div 2) p_{\text{CO}_2}$$

Cũng tương tự có thể tính áp suất riêng phần của khí Heli :

$$\frac{p_{\text{He}}}{p_{\text{CO}_2}} \sim \frac{\delta_{\text{CO}_2}}{\delta_{\text{He}}} \approx 6$$

$$\text{Vì : } \delta_{\text{CO}_2} (2,5 \div 3) \text{eV} = 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

$$\delta_{\text{He}} (2,5 \div 3) \text{eV} = 0,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2.$$

$$\text{Do đó } p_{\text{He}} = 6 p_{\text{CO}_2}.$$

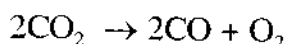
Chọn áp suất riêng phần của Heli còn cần phải chú ý tới tác dụng giải tỏa mức Laser dưới. Cho nên số hạt cũng phải chọn sao cho luôn luôn có thể duy trì nghịch đảo nồng độ. Từ điều kiện này ta có thể rút ra kết luận :

$$\frac{p_{\text{He}}}{p_{\text{CO}_2}} \gg 0,1$$

Như vậy chỉ cần chọn theo điều kiện $p_{\text{He}} = 6p_{\text{CO}_2}$ là đủ. Hiện nay trong các Laser CO_2 phóng điện dọc với kích thước đường kính ống phóng 50mm và dài 1m thì tỷ lệ áp suất tối ưu là :

$$p_{N_2} : p_{\text{CO}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 1 : 8$$

Khi phóng điện, các phân tử khí CO_2 thường bị phân rã :



Vì vậy hỗn hợp trên sẽ bị thoái hóa làm cho công suất ra giảm dần. Để giải quyết vấn đề này người ta thường cho Laser CO_2 làm việc ở chế độ khí động tức là khi Laser làm việc thì dòng hỗn hợp khí được bơm liên tục qua ống phóng. Tức là Laser phải được trang bị một bơm chân không và một hệ thống nạp khí. Đây là một trong những nhược điểm lớn của Laser CO_2 , vì thiết bị khá cồng kềnh và việc chi phí cho một giờ máy chạy được xem là tốn kém do lượng khí Heli phải sử dụng khá lớn. Với Laser CO_2 hiện nay có thể đạt tới công suất hàng chục kW ở chế độ liên tục, còn hiệu suất thì có thể đạt tới $20 \div 30\%$.

Để xác định sự phụ thuộc công suất ra P_{ra} của Laser $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ phóng điện dọc vào dòng phóng điện I_{fd} và áp suất tổng P_{tg} có thể dựa vào mô hình [6]:

$$P_{ra} = 18,8 + 5,7I_{fd} + 5,2P_{tg} - 1,7 I_{fd}^2 - 2,7 P_{tg}^2 + 2,2 I_{fd} \cdot P_{tg}$$

Cần chú ý rằng Laser CO_2 là loại Laser cho công suất ra lớn nhất trong số các loại Laser, đồng thời lại có hiệu suất cao. Do đó nó được ứng dụng rất rộng rãi hiện nay. Mặt khác bức xạ Laser $\lambda = 10,6\mu\text{m}$ lại nằm trong vùng cửa sổ của khí quyển do đó Laser CO_2 rất hay được dùng trong thông tin và trong rada quang học (lidar). Tuy vậy việc sử dụng Laser CO_2 cũng gặp nhiều khó khăn, như chọn linh kiện quang học, thiết bị điều chế cho bước sóng $10,6\mu\text{m}$ rất khó, thiết bị thu dải rộng ở dải tần này hiện nay cũng chưa giải quyết được một cách triệt để.

Về kỹ thuật Laser CO_2 thì cần lưu ý rằng : trong thời gian gần đây người ta cũng đã nghiên cứu và khá hoàn chỉnh việc chế tạo những Laser CO_2 phóng điện ngang gọi là TEA Laser (Transverse Excited Atmospheric Laser). Loại Laser kiểu TEA này có nhiều ưu điểm so với loại Laser phóng điện dọc, như nó có thể cho công suất xung cực lớn cũng ở bước sóng $10,6\mu\text{m}$. Đồng thời nó còn có thể làm việc được ở chế độ khí tĩnh, tức không cần cho hỗn hợp khí liên tục chạy qua ống phóng khi Laser làm việc, v.v...

5.5. CHẾ ĐỘ XUNG CỦA LASER KHÍ

Trong kỹ thuật, ví dụ trong kỹ thuật Rada, thông tin, đo xa và đặc biệt trong gia công cơ khí người ta rất cần những Laser làm việc không phải ở chế độ liên tục mà là ở chế độ xung, tức là cần những công suất cực lớn nhưng độ rộng xung phải rất nhỏ cỡ 10^{-6} sec hoặc 10^{-9} sec. Do đó chúng ta cần nghiên cứu chế độ xung của Laser khí. Muốn Laser làm việc ở chế độ xung trước hết năng lượng bơm cũng là những xung, tức nguồn nuôi phải là nguồn xung. Dòng điện xung khi đó khá lớn, cỡ vài ampe và điện áp có thể tới hàng trăm kV. Ống phóng điện và các điện cực khi đó cần có những cấu trúc và vật liệu đặc biệt để có thể chịu được chế độ điện áp đó, đặc biệt catốt phải là những catốt công suất lớn. Chế độ phóng điện xung có 3 đặc điểm cơ bản, dựa vào 3 đặc điểm này có thể phân thành 3 loại Laser xung.

Về đặc điểm thứ nhất : Trong phóng điện xung chúng ta rất dễ dàng đạt được cường độ dòng phóng lớn, mà rất nhiều hoạt chất Laser (ví dụ Laser ion) nghịch đảo nồng độ chỉ có thể đạt được khi cường độ dòng phóng lớn. Như vậy trong chế độ xung chúng ta dễ thực hiện điều kiện tự kích cho Laser, mà có thể trong chế độ phóng điện liên tục chúng ta không đạt được, vì khi đó sẽ gây quá tải nhiệt cho ống phóng, hoặc nguồn nuôi sẽ quá cồng kềnh, phức tạp. Như vậy chế độ xung hoặc chế độ liên tục sẽ không khác gì về quá trình vật lý trong Laser mà chủ yếu chỉ là vấn đề kỹ thuật. Chế độ đó được gọi là chế độ chuẩn dừng và yêu cầu thời gian phóng điện xung phải đủ lớn cỡ miligiây. Chế độ này của Laser hay dùng trong mục đích nghiên cứu, ví dụ nghiên cứu sự phụ thuộc bức xạ vào dòng phóng khi dòng phóng tương đối lớn.

Đặc điểm thứ hai của Laser ở chế độ xung là có thể sử dụng những trạng thái kích thích phân bố khá cao. Như chúng ta đã biết trong phóng điện dương và ngay cả khi dòng phóng lớn thì cũng chỉ mới kích thích được chủ yếu những trạng thái nguyên tử và những trạng

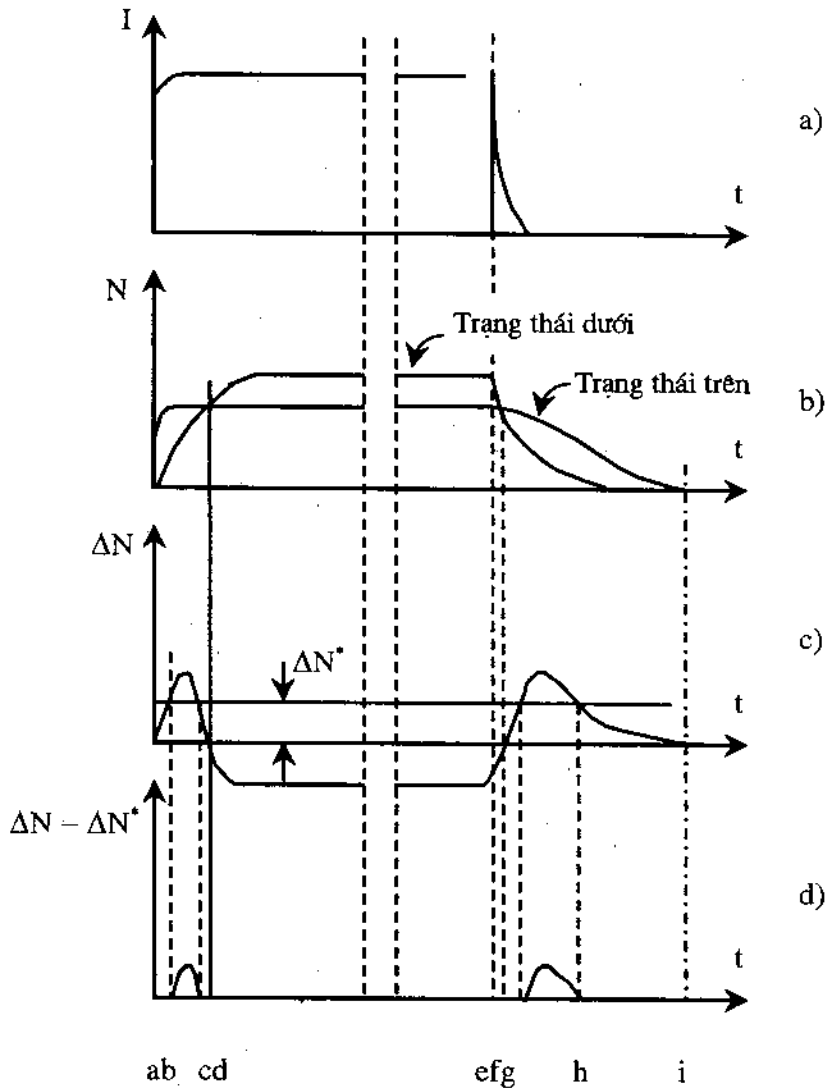
thấp của ion một điện tích. Trong nhiều trường hợp người ta lại cần sử dụng những trạng thái của ion nhiều điện tích để tạo những bức xạ ở dải sóng tử ngoại. Muốn kích thích được những trạng thái của các ion nhiều điện tích thì cần phóng điện xung mạnh, nhưng khi đó thời gian xung lại phải rất hẹp, chỉ cỡ micro giây.

Đặc điểm thứ ba của Laser ở chế độ xung là có thể tạo nghịch đảo nồng độ trong chế độ không dừng của plasma. Điều này xảy ra như sau, khi chưa có dòng điện qua môi trường thì chất khí ở trạng thái không kích thích. Khi bắt đầu cho dòng điện xung qua ống phóng thì phải sau một thời gian nào đó plasma mới ở trạng thái ổn định hay trạng thái dừng. Và khi ngắt dòng điện xung qua ống phóng rồi thì phải sau một thời gian nào đó chất khí mới trở lại trạng thái không kích thích ban đầu. Trong một số trường hợp có thể tạo nghịch đảo nồng độ chỉ trong những khoảng thời gian của quá trình quá độ đó, tức là trong lúc ban đầu khi chất khí chuyển từ trạng thái không kích thích sang trạng thái plasma ổn định và khi chuyển từ trạng thái plasma ổn định sang trạng thái không kích thích (lúc tắt).

Để mô tả cụ thể cơ chế bức xạ Laser kiểu này chúng ta hãy xem sơ đồ hình 5.21 : Đồ thị 5.21a biểu thị xung dòng phóng điện. Tại thời điểm $t = 0$ xung bắt đầu và khi xung đã bắt đầu thì các trạng thái kích thích sẽ được tích lũy. Đồ thị 5.21b biểu diễn sự phụ thuộc nồng độ theo thời gian của cả hai trạng thái, trong đó ở chế độ dừng (đoạn df) thì nồng độ của trạng thái trên nhỏ hơn của trạng thái dưới (khi xung bắt đầu) nhưng lại giải tỏa chậm hơn mức dưới (khi xung tắt), tức là trong khoảng ad và fi chúng ta sẽ có nghịch đảo nồng độ.

Trên hình 5.21c biểu diễn độ nghịch đảo tích lũy theo thời gian, tức là $\Delta N > 0$ trong khoảng ad và fi . Tuy nhiên có nghịch đảo tích lũy những bức xạ sẽ chỉ phát sinh khi ΔN lớn hơn giá trị ngưỡng $\Delta N_{\text{Ngưỡng}}$. Trên hình 5.21d biểu diễn độ nghịch đảo lớn hơn giá trị ngưỡng và chính nó quyết định cường độ bức xạ của Laser, tức là chỉ trong

khoảng bc, gh mới có bức xạ Laser. Như vậy bức xạ Laser chỉ xảy ra trong chế độ không dừng. Những Laser này thường cho những xung hẹp cỡ micro giây hoặc nano giây.



Hình 5.21.

5.6. LASER DÙNG HIỆU ỨNG PHÂN LY PHÂN TỬ

Trong những năm gần đây người ta quan tâm nhiều tới loại Laser xung mà cơ chế hoạt động của nó dựa vào hiệu ứng phân ly phân tử. Đó là sự phân ly phân tử thành những nguyên tử khi chiếu bức xạ vào phân tử. Nếu phân tử gồm có hai nguyên tử $A_1 A_2$ hấp thụ photon, thì phân tử sẽ phân ly thành hai nguyên tử A_1 và A_2 và nếu năng lượng của photon đủ lớn thì một trong hai nguyên tử được tách ra đó sẽ ở trạng thái kích thích, tức là :

$$(\hbar\omega) + (A_1 A_2) = A_1 + A_2^*$$

Như vậy sự phân ly phân tử sẽ tạo tích lũy có chọn lọc một trạng thái kích thích nào đó của nguyên tử và có thể dùng trạng thái kích thích đó của nguyên tử để làm mức Laser trên. Sau khi bức xạ, những nguyên tử (A_1) và (A_2) sẽ tái hợp với nhau và lại tạo thành phân tử ($A_1 A_2$) ở trạng thái ban đầu như lúc chưa bị phân ly và chu trình lại được lặp lại.

Như vậy, nguyên lý tạo nghịch đảo nồng độ ở đây khác với nguyên lý tạo nghịch đảo nồng độ mà chúng ta đã khảo sát trong phóng điện chất khí. Trong Laser dùng hiệu ứng phân ly phân tử này bơm được thực hiện bằng việc chiếu bức xạ thích hợp vào các phân tử khí (hoạt chất). Phương pháp đó gọi là bơm quang học. Đèn bơm cần thỏa mãn hai yêu cầu cơ bản : đủ dài (để chiếu toàn bộ chiều dài của bình khí) và có phổ thích hợp cho sự phân ly các phân tử của hoạt chất. Phổ phân ly thường có độ rộng khoảng vài trăm $\text{\AA}$ nằm trong đoạn phổ ở đó năng lượng của photon bằng tổng năng lượng liên kết nguyên tử của phân tử và năng lượng của trạng thái Laser trên. Vì năng lượng liên kết thường lớn hơn 3 eV, nên năng lượng bơm phải nằm trong dải tử ngoại.

Như chúng ta đã biết, hiệu suất bơm rất quan trọng trong kỹ thuật Laser. Nhưng hiệu suất bơm lại phụ thuộc rất nhiều vào độ rộng của dải phổ hấp thụ của hoạt chất. Laser dùng hiệu ứng phân ly phân tử có

được ưu điểm này so với loại Laser nguyên tử cũng dùng bơm quang học. Trong Laser nguyên tử dùng bơm quang học để tạo nghịch đảo nồng độ người ta dùng quá trình :

$$(\hbar\omega) + A = A^*$$

Quá trình này cũng kích thích chọn lọc nguyên tử, nhưng vì cộng hưởng ở đây quá nhọn, tức là năng lượng của photon kích thích phải đúng bằng năng lượng của trạng thái kích thích của nguyên tử. Do đó độ rộng của phổ hấp thụ chỉ rất hẹp, cỡ ($\sim 0,01A^0$) và làm cho hiệu suất bơm rất thấp. Do đó loại Laser nguyên tử dùng bơm quang học ít được dùng.

Còn đối với Laser dùng hiệu ứng phân ly phân tử thì độ rộng của dải hấp thụ rất lớn (cỡ hàng trăm A^0) tức là hàng chục ngàn lần lớn hơn độ rộng phổ hấp thụ của Laser nguyên tử. Do đó có thể chọn đèn bơm dễ dàng hơn và có thể dùng một số vạch phổ của phóng điện phân tử hoặc phổ liên tục của đèn dây tóc.

Tóm lại những ưu điểm của loại Laser này là :

1. Quá trình phân ly phân tử được dùng làm quá trình tích lũy chọn lọc cho trạng thái Laser trên, nó khác với Laser khí kiểu phóng điện ở chỗ, năng lượng của các điện tử trong plasma của Laser phóng điện sẽ tiêu hao vô ích trong việc tích lũy rất nhiều trạng thái kể cả việc tích lũy cho trạng thái Laser dưới.

2. Không có plasma, do đó Laser sẽ làm việc ổn định hơn, bởi vì như chúng ta đã biết trong plasma có nhiều hiện tượng làm ảnh hưởng tới độ ổn định của bức xạ ví dụ những dao động cao tần, hiện tượng dòn khí , v.v...

3. Không có phóng điện do đó những hiện tượng tiêu khí hoặc thoát khí từ điện cực ra sẽ không tồn tại. Tuổi thọ của Laser sẽ lớn hơn và Laser sẽ làm việc ổn định hơn.

Dưới đây chúng ta sẽ khảo sát kỹ nguyên lý làm việc và cấu tạo của Laser mà hoạt chất là hơi Tellure Bromure (TaBr). Bức xạ Laser được hình thành ở dịch chuyển $7s^2 S_{1/2} \rightarrow 8p^2 P^0_{3/2}$ của nguyên tử

Tellure. Đèn bom là đèn phóng điện thủy ngân và năng lượng bom lấy từ một vạch cộng hưởng của nó.

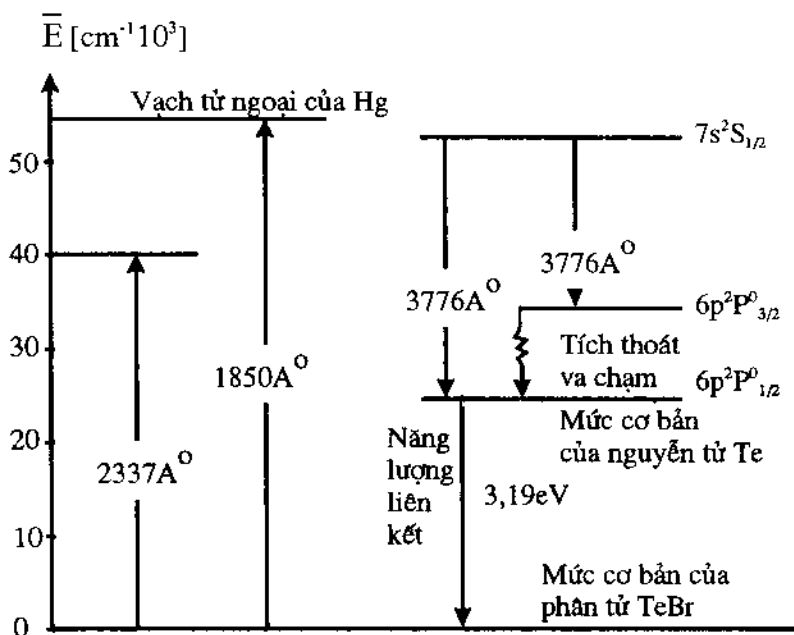
Đồ thị năng lượng các trạng thái thấp của nguyên tử Te được biểu diễn trên hình 5.22. Cấu hình trạng thái cơ bản của Te là $6s^2 6p^1$. Bằng những phương pháp đã dùng để khảo sát Heli và Neon, chúng ta dễ dàng tìm được tập hợp các số lượng tử đối với trạng thái cơ bản:

$$S = \frac{1}{2}; \quad L = 1; \quad J = \frac{1}{2}$$

và được kí hiệu là $6p^2 P^0_{1/2}$.

Cấu hình $6s^2 6p^1$ cũng tương ứng với trạng thái $J = 1 + 1/2 = 3/2$ và là trạng thái kích thích đầu tiên của nguyên tử Te (hệ thống ký hiệu các trạng thái kích thích của nguyên tử Te tương ứng với liên kết LS).

Ký hiệu rút gọn của trạng thái đó (không kể phần dư của nguyên tử) được viết $6s^2 P^0_{3/2}$. Trạng thái này là trạng thái siêu bền vì dịch chuyển quang học giữa các trạng thái của cùng một cấu hình sẽ bị cấm. Do đó trạng thái siêu bền $6p^2 P^0_{3/2}$ sẽ chỉ được nghèo hóa do tích thoát va chạm.



Hình 5-22

Những trạng thái kích thích sẽ xuất hiện khi một điện tử chuyển lên vành 7s. Cấu hình $6s^2 7s^1$ sẽ cho một tập hợp số lượng tử duy nhất là:

$$S' = 0 ; L' = 0 ; J' = 0 ; s = 1/2 ; l=0$$

$$S = 1/2 ; L = 0 ; J = 1/2$$

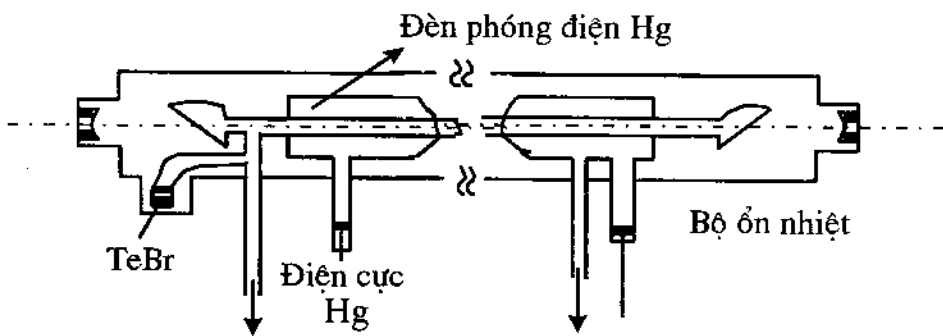
Cấu hình này sẽ tương ứng với trạng thái kích thích $7s^2 S_{1/2}$.

Trong phân tử BrTe, năng lượng liên kết của các nguyên tử bằng 3,19eV. Vì vậy giản đồ các mức năng lượng thấp của nguyên tử Te trong phân tử được biểu diễn trên hình 5.22. Quá trình tạo nghịch đảo nồng độ trong môi trường hoạt tính TeBr xảy ra như sau. Những phân tử TeBr hấp thu vạch bức xạ của thủy ngân $\lambda = 1850 \text{ \AA}$. Năng lượng đó đủ làm phân ly phân tử. Ngoài ra cân bằng năng lượng còn phải bảo đảm sao cho khi phân tử bị phân ly thì nguyên tử Te sẽ tồn tại ở trạng thái kích thích $7s^2 S_{1/2}$. Trạng thái $7s^2 S_{1/2}$ được tích lũy một cách chọn lọc do có sự trùng hợp năng lượng của trạng thái đó của nguyên tử Te trong phân tử với năng lượng photon của bức xạ của thủy ngân.

Tích lũy chọn lọc trạng thái $7s^2 S_{1/2}$ sẽ tạo nghịch đảo nồng độ ở dịch chuyển $7s^2 S_{1/2} \rightarrow 6p^2 P^0_{3/2}$. Dịch chuyển này sẽ bức xạ ở bước sóng $\lambda = 5350 \text{ \AA}$ (ánh sáng xanh). Mức Laser dưới sẽ được giải tỏa do tích thoát va chạm ở trong môi trường. Sơ đồ nguyên lý cấu tạo của Laser TeBr được biểu diễn trên hình 5.23. Ống phóng Laser có đường kính khoảng 5mm và được bao một cách đồng trục bằng đèn phóng điện thủy ngân có đường kính 25mm. Như ta thấy Laser được cấu tạo theo kiểu gương ngoài, ở hai đầu ống phóng Laser có gắn hai cửa sổ Brewster. Giữa ống Laser và đèn thủy ngân có đệm bằng gốm. Ống phóng Laser được chế tạo bằng vật liệu đặc biệt Suprasin là loại vật liệu cho qua bức xạ tử ngoại $\lambda = 1850 \text{ \AA}$. Bromure Tellure được đặt trong một bầu đặc biệt. Toàn bộ thiết bị (trừ gương) được đặt trong bình giữ nhiệt để duy trì nhiệt độ làm việc ở 660°C , khi đó áp suất của hơi BrTe sẽ vào khoảng 0,5 mmHg.

Việc sử dụng vạch bức xạ $\lambda = 1850 \text{ A}^\circ$ của thủy ngân để làm phân ly BrTe không tối ưu vì quá trình phân ly lại nhạy ở bước sóng $\lambda = 2000 \text{ A}^\circ$. Vì vậy tốt nhất nên dùng đèn bơm có bức xạ cực đại ở $\lambda = 2000 \text{ A}^\circ$

Trong chương này chúng ta đã trình bày một số loại Laser khí cơ bản.



Hình 5.23. Sơ đồ nguyên lý cấu tạo của Laser TeBr.

Hiện nay có hàng chục loại Laser khí khác nhau. Nhưng trên cơ sở này chúng ta có thể dễ dàng tìm hiểu những loại Laser khác. Trong bảng 5-3 giới thiệu đặc tính của một số loại Laser khí thường gặp giúp các bạn có thể làm quen và tìm hiểu để ứng dụng.

Bảng 5-3. Đặc tính một số loại Laser khí thường gặp

Hoạt chất	Dịch chuyển	Dải phổ bức xạ (μm)	Điều kiện phóng điện
Argon Ar I	Laser nguyên tử		Phóng điện toả sáng trong Argon thuần, áp suất 0,05 mm Hg.
	3d→2p	1,62÷3,14	
	3p→3d		
	3p→2s		

Neon NeI	3s→2p 2s→2p 3p→2s 4d→3p 3s→3p	0,59÷3,45	Phóng điện toả sáng trong hỗn hợp khí He-Ne, áp suất Neon : 0,1 ÷ 0,2mmHg áp suất Heli 0,5 ÷ 1 mmHg
Krypton Kr I	3d→2p 3p→2s 3p→2s	1,69 ÷ 5,30	Phóng điện toả sáng trong Krypton thuần, áp suất 0,07 ÷ 0,016mmHg
Xenon Xe I	3d → 2p 3p → 2s	2,06 ÷ 4,61	Phóng điện toả sáng trong hỗn hợp Xenon-Heli, áp suất Xenon 0,01÷ 0,04mmHg, áp suất Heli 1÷2 mmHg
Argon ion hóa một lần Ar II	Laser Ion		Phóng điện hồ quang dòng một chiều áp suất 0,5mmHg, mật độ dòng 100+1000 A/cm ² .
	4p → 4s	0,45 ÷ 0,53	
Argon ion hóa hai lần Ar III	4p → 4s	0,32÷0,42	Phóng điện xung áp suất 0,01mmHg mật độ dòng 100 ÷ 1.000 A/cm ² . Phóng điện xung áp suất 0,01 mmHg, mật độ dòng 9000 A/cm ² .
Krypton ion hóa một lần Kr II	5p → 5s	0,45 ÷ 0,80	Phóng điện xung, áp suất 0,01 mmHg mật độ dòng 1000A/cm ²
Xenon, ion hóa hai lần Xe III	6p → 5d	0,30 ÷ 0,49	Phóng điện xung, áp suất 0,001 mmHg mật độ dòng lớn hơn 1000 A/cm ² .

CO ₂	Laser phân tử		Phóng điện tỏa sáng trong hỗn hợp CO ₂ -He - N ₂ , áp suất ~ 1mmHg
	00°1 → 02°0 00°1 → 10°0 Nhánh P	1,06	
Nitơ (N ₂)	Dịch chuyển dao động - quay Nhánh P	10,77÷11,04	Phóng điện tỏa sáng trong hỗn hợp N ₂ - N ₂ O áp suất ~0,5mmHg

Chú ý : Những dịch chuyển nguyên tử của khí hiếm theo truyền thống thường dùng hệ thống ký hiệu Paschen

PHỤ LỤC A

CẤU TRÚC PHỔ NĂNG LƯỢNG CỦA NGUYÊN TỬ

A.1.MỘT VÀI NÉT VỀ THUYẾT LƯỢNG TỬ

Một trong những giả thuyết cơ bản nhất của vật lý lượng tử là giả thuyết De Broglie về lưỡng tính sóng và hạt của các hệ vi mô. Như chúng ta đã biết, ánh sáng là một dạng của sóng điện từ và điều này đã được khẳng định một cách chính xác từ những thí nghiệm của Huyghens (thế kỉ 17) và Young (đầu thế kỉ 19) về giao thoa và nhiễu xạ ánh sáng. Tuy nhiên đến cuối thế kỉ 19 và đầu thế kỉ 20, sau các phát minh ra hiệu ứng quang điện^(*) và hiệu ứng Compton^(**), người ta đã chứng minh được rằng trong những trường hợp này ánh sáng không phải mang tính chất sóng mà mang tính chất hạt. Các hạt ánh sáng này được gọi là các photon hay các lượng tử ánh sáng. Năng lượng của mỗi photon tỉ lệ với tần số dao động của sóng điện từ tương ứng và được xác định bằng công thức Planck:

$$E = \hbar\omega$$

với $\hbar$ - hằng số Plăng ($\hbar = 1.05 \times 10^{-34} \text{ J.s}$) ;

ω - tần số góc của dao động và $\hbar = h/2\pi$.

Như vậy, với cùng một đối tượng là ánh sáng, khi thì nó mang tính

(*) Hiệu ứng quang điện là hiện tượng các điện tử bị bật ra khỏi bề mặt kim loại khi chiếu lên đó một chùm ánh sáng có bước sóng thích hợp.

(**) Hiệu ứng Compton là hiện tượng thay đổi bước sóng của bức xạ điện từ khi bị tán xạ trên tinh thể niken (hoặc grafit).

chất sóng khi thì nó mang tính chất hạt, tùy theo hiện tượng vật lý cụ thể mà ta quan sát. Tính chất lưỡng nguyên này của ánh sáng được gọi là lưỡng tính sóng và hạt. Sở dĩ ở đây người ta không dùng khái niệm “tính chất sóng và hạt” mà phải gọi là “lưỡng tính sóng và hạt”, bởi vì trong những hiện tượng vật lý nào mà ánh sáng đã thể hiện tính chất sóng thì không thể hiện tính chất hạt và ngược lại. Trên thực tế không tồn tại một hiện tượng vật lý nào mà ở đó ánh sáng lại thể hiện đồng thời cả tính chất sóng lẫn tính chất hạt.

Giai đoạn phát triển tiếp theo của vật lý lượng tử là các thí nghiệm của Davisson và Germer (1927) về nhiễu xạ của điện tử. Trước đó (1923-1924) De Broglie đã đưa ra giả thuyết rằng, đối với điện tử chuyển động bao giờ cũng có thể gắn nó với một sóng nhất định với bước sóng bằng :

$$\lambda_e = \frac{h}{mv}$$

trong đó : m là khối lượng của điện tử ; v là tốc độ chuyển động của điện tử, các thí nghiệm của Davisson và Germer đã xác nhận sự tiên đoán của De Broglie. Các kết quả thực nghiệm thu được tiếp sau đó đã chứng tỏ rằng không chỉ điện tử mà các hệ vi mô khác như các ion, nguyên tử, phân tử v.v... ngoài tính chất hạt mà ta đã biết ra, còn có tính chất sóng nữa. Như vậy có thể nói rằng lưỡng tính sóng hạt là đặc điểm cơ bản nhất của hệ vi mô.

Đối với cùng một đối tượng vi mô, mặc dù tính chất sóng và tính chất hạt không khi nào lại cùng xuất hiện trong một hiệu ứng vật lý, nhưng chúng lại liên hệ với nhau một cách rất chặt chẽ thông qua các hằng số vật lý cơ bản. Ví dụ, ta xét ánh sáng chẳng hạn : Nếu coi ánh sáng là sóng thì hai đại lượng cơ bản đặc trưng cho nó là bước sóng λ và tần số f. Hai đại lượng này liên hệ với nhau thông qua hằng số vật lý cơ bản là vận tốc ánh sáng c:

$$\lambda.f = c$$

Ngược lại nếu ta coi ánh sáng là hạt thì hai đại lượng đặc trưng cho tính chất này là năng lượng E và xung lượng P . Giữa các đại lượng đặc trưng cho tính chất hạt và các đại lượng đặc trưng cho tính chất sóng tồn tại mối liên hệ sau đây:

$$E = hf \quad (A-1)$$

$$P = \frac{h}{\lambda} \quad (A-2)$$

Các hệ thức này không chỉ đúng cho ánh sáng mà còn đúng cho bất kì một hệ vi mô nào khác. Sóng gắn với tất cả các vi hạt chuyển động cùng có chung một tên gọi là De Broglie. Để mô tả sóng De Broglie, người ta dùng hàm sóng dạng điện từ phẳng:

$$\psi(\vec{r}, t) = Ae^{-j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

trong đó : các đại lượng ω và k ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - số sóng) đặc trưng cho sóng được thay bằng các đại lượng E, P đặc trưng cho hạt, tức là :

$$\psi(\vec{r}, t) = Ae^{-\frac{j}{h}(E \cdot t - \vec{P} \cdot \vec{r})} \quad (A-3)$$

Thực ra, theo quan điểm sóng, mỗi vi hạt chuyển động không phải chỉ ứng với một sóng De Broglie đơn sắc mà là sự chồng chất của các sóng De Broglie có số sóng gần nhau gọi là bó sóng.

Bản chất sóng - hạt của các hệ vi mô thể hiện bằng toán học thông qua các hệ thức bất định của Heisenberg. Theo các hệ thức này, tọa độ và xung lượng của vi hạt bất kì không thể nào đồng thời xác định chính xác cả : nếu tọa độ của hạt càng được xác định chính xác thì xung lượng của nó càng trở nên bất định và ngược lại. Điều này có thể biểu diễn như sau :

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq \hbar \quad (A-4)$$

$$\Delta y \cdot \Delta P_y \geq \hbar \quad (A-5)$$

$$\Delta z \cdot \Delta P_z \geq \hbar \quad (A-6)$$

Ngoài ba hệ thức này ra còn có một hệ thức bất định thứ tư đặc biệt quan trọng đối với việc nghiên cứu nguyên lý làm việc của các dụng cụ lượng tử, đó là hệ thức bất định giữa năng lượng và thời gian :

$$\Delta E . \Delta t \geq \hbar \quad (A-7)$$

Mặc dù về hình thức hệ thức (A-7) hoàn toàn giống hệ thức (A-4) - (A-6), nhưng ý nghĩa của nó lại khác hẳn. Theo hệ thức này, nếu vi hạt ở vào trạng thái năng lượng càng bất định bao nhiêu thì thời gian tồn tại của nó ở trạng thái đó càng nhỏ và ngược lại. Điều này có nghĩa trạng thái có năng lượng xác định là trạng thái bền vững, còn trạng thái có năng lượng bất định là trạng thái không bền vững.

Để khảo sát một cách định lượng trạng thái chuyển động của các hệ vi mô với đối tượng sóng và hạt ta phải thiết lập được phương trình làm sao thể hiện được đặc tính đó. Vì hàm sóng (A-3) là nghiệm của phương trình sóng :

$$\Delta \psi + k^2 \psi = 0$$

nên đối với hạt chuyển động tự do ta có thể viết ngay được phương trình:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} T \psi = 0 \quad (A-8)$$

Với T : là động năng của hạt.

Nếu hạt chuyển động dưới tác dụng của ngoại lực, thì $T = E - U(r)$. Thay giá trị động năng này vào phương trình (A-8) ta được:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (A-9)$$

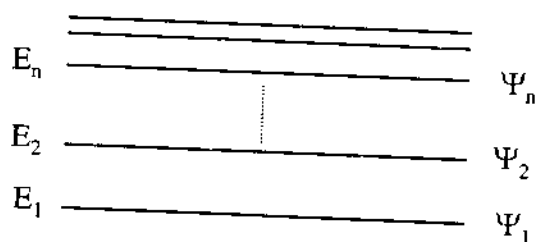
Khi thiết lập phương trình (A-9) ta đã giả thiết rằng, thế năng $U(r)$ của hạt là một hàm chỉ phụ thuộc vào tọa độ và không thay đổi theo thời gian. Khi đó hàm sóng mô tả trạng thái chuyển động của hạt có thể viết dưới dạng :

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) e^{-\frac{j}{h} E t} \quad (A-10)$$

Với $\psi(\vec{r})$ là hàm biên độ phức. Trong trường hợp này phương trình (A-9) cũng chính là phương trình của biên độ phức và được gọi là phương trình Schrödinger đối với các trạng thái dừng. Cần lưu ý rằng, bản thân hàm số sóng (A-10) không có ý nghĩa vật lý cụ thể mà chỉ có bình phương môđun của nó mới có ý nghĩa trực tiếp. Đại lượng $\psi\psi^* = |\psi|^2$ xác định xác suất tìm thấy vi hạt ở thời điểm t tại một vị trí xác định trong không gian. Với các giải thích này, rõ ràng hàm sóng $\psi(\vec{r})$ phải là một hàm liên tục, đơn trị và hữu hạn ở khắp mọi nơi và bằng không tại vô cùng. Ngoài ra tích phân $\int |\psi|^2 dV$ lấy theo toàn bộ vùng không gian mà hạt có thể chuyển động phải bằng 1, nếu viết trong hệ Descartes, ta có:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dx dy dz = 1$$

Kết quả phân tích phương trình Schrödinger cho thấy rằng, thực tế không tồn tại loại hàm số $\psi(\vec{r}, t)$ mà có thể thỏa mãn các điều kiện vừa nêu ở trên với bất kỳ giá trị E nào của năng lượng. Chỉ với một số nhất định các giá trị năng lượng $E_1, E_2 \dots E_n$ mới tồn tại các hàm số sóng như vậy. Những giá trị bất liên tục này của năng lượng được gọi là các giá trị riêng và các hàm số sóng tương ứng được gọi là các hàm riêng. Tập hợp tất cả các giá trị riêng tạo thành phổ các mức năng lượng có thể của hạt. Thông thường, người ta biểu diễn các mức năng lượng có thể của hạt bằng các vạch ngang và gọi đó là giản đồ năng lượng (hình A.1).



Hình A1. Giản đồ năng lượng của hệ vi mô.

Trên giản đồ này mỗi mức năng lượng E_n có thể ứng với một hay nhiều hàm riêng ψ_n . Nếu một mức E_n ứng với hàm số sóng $\psi_n^1, \psi_n^2, \dots, \psi_n^g$ thì người ta nói rằng mức năng lượng E_n suy biến và bậc suy biến hay trọng lượng thống kê của nó bằng g .

Để tiện cho việc khảo sát tiếp theo, ta nên thêm một dạng biểu diễn nữa của phương trình Schrödinger. Nếu đặt:

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U$$

gọi đó là toán tử Hamilton, thì phương trình Schrödinger có thể viết dưới dạng toán tử như sau:

$$\hat{H}\psi = E\psi \tag{A-11}$$

Vì $E\psi = -j\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}$, do đó ta thu được dạng thời gian của phương trình Schrödinger:

$$-j\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi \tag{A-12}$$

Phương trình (A-12) được gọi là phương trình Schrödinger dạng tổng quát.

A.2. CÁC MỨC NĂNG LƯỢNG CỦA NGUYÊN TỬ

Trước hết ta hãy xét các mức năng lượng của hệ điện tử đơn giản nhất là nguyên tử hydro và các ion tương tự ($\text{He}^+, \text{Li}^{++}, \dots$). Trong trường hợp này chỉ có một điện tử chuyển động trong trường Coulomb của hạt nhân. Phương trình Schrödinger xác định trạng thái lượng tử của hệ có dạng:

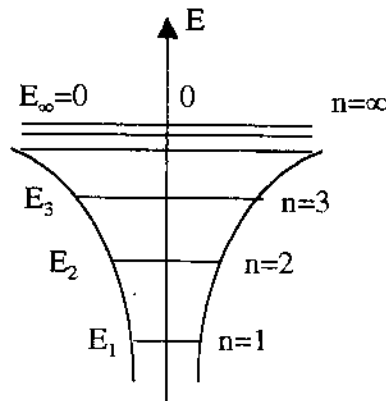
$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (\text{A-13})$$

trong đó : Z là số thứ tự của nguyên tố trong bảng tuần hoàn ;
 r là khoảng cách giữa điện tử tới hạt nhân.

Việc khảo sát phương trình (A-13) cho thấy rằng, ngoài sự phụ thuộc vào các tọa độ ra, hàm sóng ψ còn phụ thuộc vào ba thông số n , l và m_l . Ba thông số này chỉ nhận các giá trị nguyên và được gọi là các số lượng tử chính (n), số lượng tử quỹ đạo (l), và số lượng tử từ (m_l). Về mặt ý nghĩa vật lý, số lượng tử chính xác định các giá trị năng lượng có thể của điện tử trong nguyên tử:

$$E_n = -\frac{mZ^2e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (\text{A-14})$$

Vì trong nguyên tử hydro và các ion tương tự chỉ có một điện tử, do đó trạng thái của điện tử này cũng là trạng thái của nguyên tử. Trạng thái của nguyên tử ứng với giá trị năng lượng nhỏ nhất ($n=1$) được gọi là trạng thái cơ bản. Theo thuyết nửa cổ điển của Bohr thì đây chính là trạng thái ứng với chuyển động của điện tử theo quỹ đạo gần hạt nhân nhất.



Hình A2. Giản đồ năng lượng của nguyên tử hydro.

Các trạng thái ứng với các giá trị năng lượng lớn hơn ($n=2,3,4, \dots$) được gọi là các trạng thái kích thích. Khi n tăng lên năng lượng của hệ sẽ tăng lên và các mức năng lượng phân bố gần nhau. Khi $n \rightarrow \infty$ thì $E \rightarrow 0$, tức là năng lượng liên kết giữa điện tử và hạt nhân bằng không, điện tử bị đẩy ra xa vô cùng và nguyên tử bị ion hóa (hình A.2). Khoảng cách từ mức năng lượng E_1 đến mức E_∞ xác định thế ion hóa E_i của nguyên tử.

$$E_i = E_\infty - E_1 = |E_1|$$

Chẳng hạn đối với nguyên tử hydro ta có $E_1=13,6\text{eV}$.

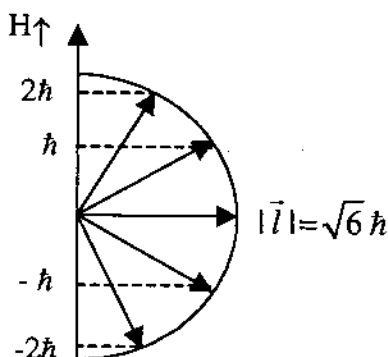
Vì điện tử có khối lượng xác định và luôn luôn chuyển động xung quanh hạt nhân do đó trạng thái chuyển động của nó phải được đặc trưng bằng mômen động lượng nhất định. Mômen này được xác định bằng công thức lượng tử hóa :

$$|l| = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad (l=0,1,2,\dots, n-1) \quad (\text{A-15})$$

Như vậy số lượng tử quỹ đạo xác định độ lớn mômen động lượng quỹ đạo của điện tử. Rõ ràng, cũng giống như năng lượng, mômen động lượng của điện tử chỉ có thể nhận một số giá trị hoàn toàn xác định, tức là nó cũng bị lượng tử hóa như năng lượng.

Với một số giá trị l cho trước, số lượng tử từ m_l có thể nhận các giá trị $m_l=-l, (-l+1), \dots, +l$. Các giá trị này xác định độ lớn hình chiếu của mômen động lượng quỹ đạo lên hướng của trường ngoài (ví dụ khi đặt nguyên tử vào từ trường nào đó).

$$l_{\vec{H}} = m_l \hbar \quad (\text{A-16})$$



Hình A3. Lượng tử hóa hình chiếu mômen động lượng quỹ đạo (khi $l=2$).

Ở đây lưu ý một điểm là do quy luật lượng tử hóa (A-16) nên không thể tồn tại trường hợp mà trong đó hình chiếu của mômen động lượng lại bằng độ lớn của chính mômen đó. Ví dụ, khi $l = 2$ thì $m_l = -2, -1, 0, 1, 2$ và $l_{\vec{H}}$ có tất cả năm giá trị khác nhau, nhưng không giá trị nào lại bằng đúng $\sqrt{6}\hbar.l_{\vec{H}}$ (hình A3).

Các kết quả thực nghiệm đã chứng minh rằng, ngoài chuyển động quỹ đạo như đã được mô tả trong phương trình Schödinger, điện tử còn có thể tham gia chuyển động riêng liên quan tới sự vận động nội tại của điện tử nữa (hiện tượng tự quay hay spin). Như vậy, để mô tả một cách đầy đủ trạng thái chuyển động của điện tử trong nguyên tử, người ta đưa ra một số lượng tử nữa gọi là số lượng tử Spin (hay m_s). Cũng giống như chuyển động quỹ đạo, chuyển động Spin được đặc trưng bằng mômen động lượng Spin $\vec{S}$ và hình chiếu $\vec{S}_H$ của nó lên hướng của trường ngoài. Các đại lượng này bị lượng tử hóa theo quy luật giống như $\vec{l}$ và $\vec{l}_H$:

$$|\vec{S}| = \hbar \sqrt{S(S+1)} \quad (S = \frac{1}{2}) \quad (\text{A-17})$$

$$\vec{S}_H = m_S \hbar \quad (m_S = \pm \frac{1}{2}) \quad (\text{A-18})$$

Do có thêm mômen Spin nên mômen toàn phần của điện tử $\vec{J}$ bằng tổng mômen động lượng và mômen spin của nó:

$$\vec{J} = \vec{I} + \vec{S}$$

Độ lớn toàn phần được xác định bằng công thức:

$$|\vec{J}| = \hbar \sqrt{J(J+1)} \quad (\text{A-19})$$

trong đó : $J = \left| 1 \pm \frac{1}{2} \right|$ được gọi là số lượng tử mômen toàn phần hay

số lượng tử nội.

Bây giờ ta chuyển sang xét trạng thái năng lượng của các nguyên tử phức tạp, gồm nhiều điện tử. Giả sử nguyên tử được cấu tạo bởi hạt nhân và N điện tử. Khi đó phương trình Schrödinger viết cho hệ này có dạng:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^N \Delta_i \psi + (E - U) \psi = 0 \quad (\text{A-20})$$

Ở đây thế năng U bao gồm năng lượng tương tác giữa các điện tử với hạt nhân và giữa các điện tử với nhau, được biểu thị bằng phương trình:

$$U = - \sum_{i=1}^N \frac{Ze^2}{r_i} + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{e^2}{r_{ij}}$$

trong đó : r_i là khoảng cách từ điện tử i tới hạt nhân ;

r_{ij} là khoảng cách giữa các điện tử i và j .

Kết quả phân tích phương trình (A-20) cho thấy trong trường hợp phức tạp, trạng thái của mỗi điện tử đều có thể mô tả bằng tập hợp các số lượng tử n , l , m_l , và nếu tính tới Spin thì thêm số lượng tử m_s giống như trong trường hợp nguyên tử có một điện tử. Tuy nhiên, ở

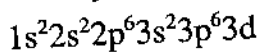
đây năng lượng của điện tử không còn chỉ phụ thuộc vào số lượng tử chính nữa mà phụ thuộc vào cả số lượng tử quỹ đạo:

$$E_{n,l} = -\frac{mZ^2e^4}{2\hbar^2n^2} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2Z^2}{n} \left(\frac{1}{J+1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right\}$$

trong đó : $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ là hằng số cấu trúc tinh vi.

Sự sắp xếp các điện tử trong nguyên tử theo các trạng thái năng lượng được xác định bởi các số lượng tử n và l tạo thành cấu hình điện tử của nguyên tử. Mỗi cấu hình điện tử bao gồm một số lớp ứng với số lượng tử chính n khác nhau, mỗi lớp điện tử lại chia ra làm nhiều phân lớp ứng với số lượng tử quỹ đạo l khác nhau. Để xác định được số điện tử trong từng lớp và phân lớp người ta dựa vào nguyên lý loại trừ Pauli. Theo nguyên lý này ở mỗi trạng thái lượng tử được đặc trưng bằng bốn số lượng tử n , l , m_l , và m_s chỉ có thể có tối đa một điện tử. Từ đây có thể dễ dàng suy ra được rằng số điện tử tối đa cùng nằm trong trạng thái lượng tử được đặc trưng bằng ba số lượng tử n , l , m_l (hay như người ta nói có cùng chung ba số lượng tử n , l , m_l) là hai điện tử. Tương tự như vậy số điện tử tối đa có cùng chung hai số lượng tử n và l là $2(2l+1)$ điện tử và số điện tử tối đa có cùng chung số lượng tử n là $2n^2$ điện tử. Như vậy sự sắp xếp các điện tử trong nguyên tử có thể mô tả như sau:

Lớp K nằm gần hạt nhân nhất chỉ gồm một phân lớp $1s$ với số điện tử tối đa là 2, tiếp theo đó là lớp L gồm hai phân lớp $2s$ và $2p$ với số điện tử tối đa tương ứng là 2 và 6 v.v... Tuy nhiên không phải bất kì nguyên tử nào cũng có cấu trúc điện tử như vậy. Thực nghiệm đã xác nhận rằng đối với các nguyên tử của các nguyên tố nằm sau Ar ($Z=18$) trong bảng tuần hoàn thứ tự sắp xếp các lớp và phân lớp có thay đổi so với quy luật trên. Chẳng hạn đối với nguyên tử Kali ($Z=19$), theo bảng A.1 ta có cấu hình điện tử sau đây:



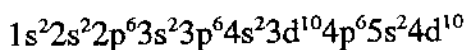
Bảng A.1. Sự sắp xếp các điện tử trong nguyên tử

Số lượng tử chính (n)	1	2		3			4			
Ký hiệu lớp điện tử	K	L		M			N			
Số lượng tử quỹ đạo (l)	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3
Kí hiệu phân lớp	1s	2s	2p	3s	2p	3d	4s	4p	4d	4f
Số điện tử tối đa trong 1 phân lớp	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14
Số điện tử tối đa trong lớp	2	8		18			32			

Nhưng trên thực tế phân lớp 3d lại không có điện tử nào, điện tử thứ 19 của nguyên tử Kali nằm ở phân lớp 4s. Điều này có nghĩa là phân lớp 4s nằm sâu hơn (nằm sát hạt nhân hơn) phân lớp 3d. Từ đây người ta đã tìm được một quy tắc chung xác định cấu hình điện tử của các nguyên tử như sau:

Trong nguyên tử, các điện tử được sắp xếp theo thứ tự tăng dần của tổng $(n+l)$, nếu hai trạng thái phân lớp có cùng chung tổng $(n+l)$ thì trạng thái nào có n nhỏ hơn sẽ nằm sâu hơn.

Như vậy cấu hình điện tử thực của các nguyên tử sẽ có dạng như sau:



Trong một nguyên tử có nhiều phân lớp đã chứa đủ số điện tử tối đa, các phân lớp này được gọi là các lớp vỏ điện tử dòn đầy hay các lớp vỏ điện tử bão hòa. Các điện tử ở các phân lớp dòn đầy không

đóng vai trò gì trong việc quyết định tính chất hóa lý của nguyên tố tương ứng. Chỉ có các điện tử ở phân lớp chưa dãn đầy chúng được gọi là các điện tử hóa trị mới xác định tính chất hóa lý của nguyên tố. Ví dụ, trong nguyên tử Kali các phân lớp từ 1s đến 3p đều đã được dãn đầy, chỉ có phân lớp 4s là chưa dãn đầy với một điện tử hóa trị.

Khác với trường hợp nguyên tử hydro và các ion tương tự, trạng thái lượng tử của các nguyên tử và ion phức tạp được xác định từ trạng thái của tất cả các điện tử tạo nên chúng theo một mô hình đặc biệt gọi là mẫu vector của nguyên tử. Theo mẫu này thì trạng thái điện tử của nguyên tử không chỉ phụ thuộc vào các vector mômen động lượng của các điện tử mà còn phụ thuộc vào sự định hướng tương hỗ (hay sự tương tác) giữa các vector đó nữa. Vì vậy, muốn xác định trạng thái năng lượng của nguyên tử, đúng hơn là, muốn xác định được các số lượng tử đặc trưng cho trạng thái năng lượng của nguyên tử, trước hết phải biết được quy luật tương tác giữa các vector mômen động lượng quỹ đạo $\vec{l}_i$ và mômen động lượng Spin $\vec{s}_i$ của các điện tử chứa trong nguyên tử đó. Đối với phần lớn các nguyên tố nhẹ và trung bình tương tác chủ yếu trong nguyên tử là tương tác giữa các vector $\vec{s}_i$ của các điện tử với nhau và tương tác giữa vector $\vec{l}_i$ cũng của các điện tử đó với nhau. Trong trường hợp này vector mômen động lượng quỹ đạo $\vec{L}$ và vector mômen động lượng Spin $\vec{S}$ của nguyên tử được xác định bằng các tổng vector.

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$$

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i$$

Vector mômen động lượng toàn phần của nguyên tử bằng tổng của hai vector trên:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

Dạng tương tác này được gọi là dạng liên kết L, S, hay dạng liên kết thường. Trong liên kết (L,S) độ lớn của vectơ L, S, J được xác định thông qua các số lượng tử quỹ đạo L, số lượng tử Spin S và số lượng tử toàn phần J của nguyên tử.

$$|\vec{L}| = \hbar \sqrt{L(L+1)}$$

$$|\vec{S}| = \hbar \sqrt{S(S+1)}$$

$$|\vec{J}| = \hbar \sqrt{J(J+1)}$$

Ở đây số lượng tử quỹ đạo l nhận các giá trị cách nhau một đơn vị, từ giá trị cực đại của tổng đại số $|\sum l_i|$ đến giá trị cực tiểu của tổng đó. Ví dụ, trong trường hợp nguyên tử gồm ba điện tử với các số lượng tử quỹ đạo $l_1=1, l_2=1, \text{ và } l_3=2$, số lượng tử quỹ đạo l nhận các giá trị sau đây:

$$L=4 \text{ (max) } 3, 2, 1, 0 \text{ (min)}$$

Tương tự như vậy số lượng tử Spin S nhận các giá trị cách nhau một đơn vị từ $\max |\sum S_i|$ đến $\min |\sum S_i|$.

Số lượng tử toàn phần (số lượng tử nội) của nguyên tử nhận các giá trị sau đây:

$$J=L+S, L+S-1, \dots, |L-S|$$

Rõ ràng, nếu $L>S$ thì số lượng tử J có thể nhận $(2S+1)$ giá trị khác nhau mà mỗi một giá trị này ứng với các năng lượng tương tác khác nhau. Tổng $2S+1 = \chi$ được gọi là độ bội trạng thái năng lượng.

Để mô tả trạng thái (mức) năng lượng của nguyên tử tuân theo liên kết (L,S) người ta dùng kí hiệu x_{L_J} , trong đó tùy theo giá trị cụ thể của L mà trạng thái của nguyên tử có thể biểu diễn bằng các chữ in hoa giống như trong trạng thái của điện tử. Chẳng hạn đối với $L=0,1,2,3, \text{ v.v } \dots$ ta có các trạng thái S, P, D, F...

Trong số các trạng thái năng lượng có thể của nguyên tử trạng thái cơ bản (trạng thái bền vững nhất) được xác định theo quy luật Hund. Theo quy tắc này trạng thái nào có độ bội lớn nhất thì nằm thấp nhất. Nếu hai trạng thái có cùng chung độ bội thì trạng thái nào ứng với số lượng tử quỹ đạo L lớn hơn sẽ bền vững hơn. Với hai trạng thái có cùng chung các giá trị χ và L , mức cơ bản sẽ ứng với giá trị J nhỏ nhất (nếu lớp vỏ điện tử ngoài cùng dòn chưa đầy một nửa số điện tử tối đa), ứng với giá trị J lớn nhất (nếu lớp vỏ đã có quá nửa số điện tử tối đa).

Đối với các nguyên tử của các nguyên tố nặng nằm ở gần cuối của bảng tuần hoàn dạng tương tác chủ yếu là tương tác giữa vectơ mômen động lượng quỹ đạo và vectơ mômen động lượng Spin của từng điện tử với nhau. Trong trường hợp này vectơ mômen động lượng toàn phần $\vec{J}$ của nguyên tử được xác định trực tiếp từ vectơ mômen động lượng toàn phần $\vec{j}_i$ của các điện tử, tức là:

$$\vec{l}_i + \vec{s}_i = \vec{j}_i, \quad \sum \vec{j}_i = \vec{J}$$

Dạng tương tác này được gọi là dạng tương tác (j-j). Vì vậy đây là dạng liên kết không phổ biến và rất ít gặp trong kỹ thuật Laser nên ta không xét cụ thể sơ đồ tính toán các trạng thái năng lượng của nguyên tử tuân theo liên kết này. Ngoài hai dạng liên kết (L-S) và (j-j), trong một số nguyên tử chứa nhiều điện tử còn có thể có các dạng liên kết hỗn hợp nữa.

Điểm cần phải lưu ý là đối với bất kì nguyên tử nào, dù nó tuân theo liên kết (L-S) hoặc liên kết (j-j) tổng vectơ của các mômen trong các lớp và phân lớp đã dòn đầy bao giờ cũng bằng không- điều này có nghĩa là trạng thái năng lượng của nguyên tử chỉ được xác định bởi các điện tử hóa trị và mọi tính toán cũng chỉ cần thực hiện với các điện tử này mà thôi.

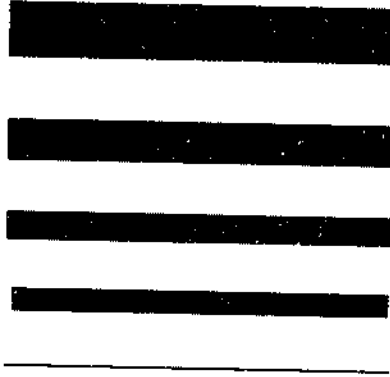
PHỤ LỤC B

VÙNG NĂNG LƯỢNG VÀ DỊCH CHUYỂN LƯỢNG TỬ

B.1. CẤU TRÚC VÙNG NĂNG LƯỢNG CỦA CÁC CHẤT BÁN DẪN TÍNH THỂ

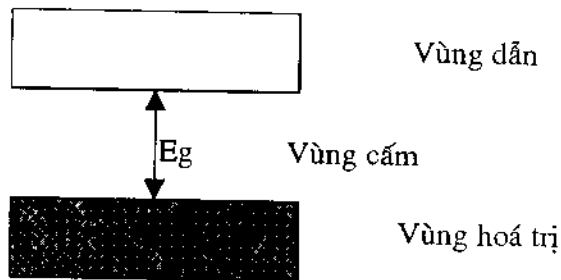
Nếu trong nguyên tử (hoặc phân tử) chuyển động của các điện tử được giới hạn trong một phạm vi hẹp cỡ bằng kích thước nguyên tử, thì trong các chất rắn nói chung, và trong bán dẫn nói riêng, các điện tử hóa trị có thể chuyển động từ nguyên tử ở nút mạng tinh thể này đến nguyên tử ở nút mạng tinh thể khác và là sở hữu chung của cả mạng. Vì các mức năng lượng của điện tử phụ thuộc vào vị trí tương đối của nó so với mạng tinh thể, mà số điện tử lại rất nhiều, do đó số các mức năng lượng của các điện tử hóa trị trong toàn mạng là một số vô cùng lớn. Ngoài ra, trong vật rắn các nguyên tử được phân bố rất sát nhau, các lớp vỏ điện tử của chúng, đặc biệt là những lớp phía ngoài, che phủ lên nhau và tương tác với nhau rất mạnh. Sự tương tác này gây nên những dịch chuyển vị trí và làm tách các mức năng lượng điện tử ra thành nhiều phân mức khác nhau. Những phân mức này hợp lại thành những vùng năng lượng cho phép được ngăn cách với nhau bởi tập hợp các giá trị năng lượng cho phép.

Đối với các chất bán dẫn, những vùng năng lượng cho phép được ngăn cách với nhau bởi tập hợp các giá trị năng lượng mà điện tử không thể có gọi là vùng cấm (hình B.1). Thông thường độ rộng vùng cấm của các chất bán dẫn điển hình từ $0,1 \div 1 \text{ eV}$.



Hình B1. Các vùng năng lượng của chất bán dẫn.

Trong số các vùng năng lượng cho phép, vùng trên cùng đã dồn đầy các điện tử hóa trị được gọi là vùng hóa trị. Vùng tiếp theo đó còn hoàn toàn trống ở nhiệt độ không tuyệt đối gọi là vùng dẫn. Vì các quá trình vật lý xảy ra trong các dụng cụ bán dẫn chỉ liên quan đến các điện tử ở đỉnh vùng hóa trị hoặc ở đáy vùng dẫn do đó khi vẽ giản đồ năng lượng của bán dẫn người ta chỉ để ý đến hai vùng này (hình B2).



Hình B2. Vùng dẫn, vùng hóa trị và vùng cấm của bán dẫn.

Giả sử dưới tác dụng nhiệt, một điện tử của vùng hóa trị nhận được năng lượng đủ lớn để vượt qua vùng cấm lên vùng dẫn và trở thành điện tử dẫn. Khi đó ở vùng hóa trị, tại nơi điện tử vừa đi khỏi, sẽ xuất hiện một lỗ trống. Quá trình này được gọi là quá trình tạo cặp điện tử-lỗ trống bằng nhiệt. Quá trình tạo cặp điện tử - lỗ trống không chỉ xảy ra bằng cách nung nóng bán dẫn, nó có thể hình thành dưới tác dụng của các dạng kích thích khác nữa, ví dụ như bằng ánh sáng, bằng dòng điện, bằng bắn phá bởi các điện tử và ion bên ngoài v.v...

Song song với quá trình trên, trong tinh thể bán dẫn còn xảy ra quá trình ngược lại gọi là quá trình tái hợp điện tử-lỗ trống, các điện tử của vùng dẫn có thể thực hiện những dịch chuyển tự phát xuống vùng hóa trị và chiếm lấy các mức năng lượng tự do ở đó. Trong trường hợp này điện tử dẫn và lỗ trống được tái hợp lại với nhau và cùng biến mất, thay vào đó là một điện tử không dẫn điện xuất hiện trong vùng hóa trị.

Thông thường xác suất của quá trình tạo cặp điện tử-lỗ trống rất nhỏ bởi vì năng lượng trung bình mà điện tử nhận được từ mạng tinh thể khi bị nung nóng có độ lớn bằng kT ($k=1.38 \times 10^{-23}$ J/°K - hằng số Boltzmann, T - nhiệt độ của tinh thể). Trong điều kiện nhiệt độ phòng $kT \approx 0.025$ eV, trong khi đó độ rộng của vùng cấm bán dẫn $E_g \approx 1$ eV, tức là $E_g \geq kT$. Khi nhiệt độ tăng lên xác suất của quá trình này tăng và số động tử bao gồm các điện tử ở vùng dẫn và các lỗ trống của vùng hóa trị (*), hay còn gọi là hạt dẫn, của tinh thể bán dẫn cũng tăng lên.

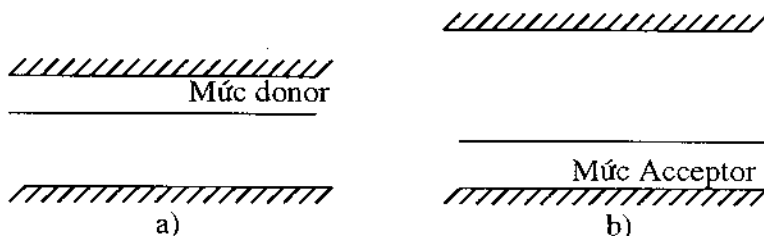
Các động tử xuất hiện trong điều kiện cân bằng nhiệt gọi là các động tử cân bằng. Đối với các bán dẫn không chứa tạp chất (các bán dẫn thuần) nồng độ các động tử cân bằng được xác định bằng công thức:

$$n = p = AT^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

trong đó : A là hằng số.

Nếu thay một số nguyên tử của bán dẫn thuần bằng các nguyên tử của nguyên tố thuộc nhóm bên cạnh nó trong bảng tuần hoàn ta sẽ thu được bán dẫn tạp chất. Chẳng hạn, khi thay một số nguyên tử của Ge hoặc Si (thuộc nhóm 4 của bảng tuần hoàn) bằng các nguyên tử As (thuộc nhóm 5) ta được bán dẫn tạp chất loại donor hay còn gọi là bán dẫn loại n. Còn nếu thay bằng các nguyên tử In (thuộc nhóm 3) ta được bán dẫn loại acceptor, hay còn gọi là bán dẫn loại p. Sự thay thế các nguyên tử của bán dẫn thuần bằng tạp chất dẫn đến cấu trúc phức tạp của phổ năng lượng. Đối với bán dẫn loại n, ngoài hai vùng năng

lượng chính ra, còn có một số mức donor, chúng được phân bố ngay sát đáy của vùng dẫn (hình B3.a).



Hình B3. Cấu trúc phổ của bán dẫn tạp chất :

a) Bán dẫn tạp chất loại n ; b) Bán dẫn tạp chất loại p.

Tương tự như vậy, trong phổ năng lượng của bán dẫn loại p, ở sát đỉnh của vùng hóa trị, cũng xuất hiện các mức Acceptor (hình B3.b).

Nồng độ các động tử cân bằng của bán dẫn tạp chất ở nhiệt độ T cho trước không phụ thuộc vào nồng độ tạp chất và được xác định bằng công thức:

$$n.p = n_i^2$$

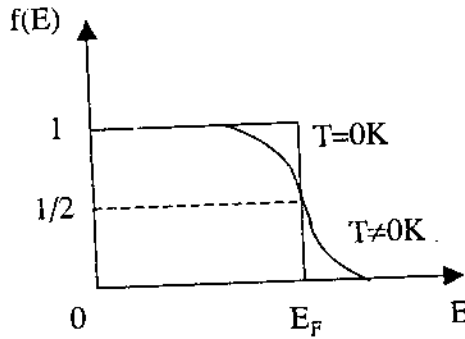
trong đó : n_i là nồng độ động tử của bán dẫn thuần ở cùng nhiệt độ đó.

Trạng thái cân bằng của bán dẫn (bán dẫn thuần hoặc bán dẫn tạp chất) được đặc trưng bằng một hàm phân bố các động tử theo năng lượng. Xác suất chiếm đóng trạng thái năng lượng E bởi các điện tử được xác định từ hàm Fermi.

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_f}{KT}} + 1} \quad (B-1)$$

E_f - năng lượng Fermi.

Theo hàm phân bố (B-1), khi $T=0^\circ K$ xác suất chiếm đóng các trạng thái với $E > E_f$ bao giờ cũng bằng không. Do đó, ta có thể định nghĩa năng lượng Fermi là năng lớn nhất mà điện tử có thể có ở nhiệt độ không tuyệt đối.



Hình B4. Hàm phân bố Fermi ở nhiệt độ $T = 0K$ và $T \neq 0K$.

Nếu nhiệt độ T tăng lên ($T > 0K$) thì do tác động của chuyển động nhiệt các điện tử với năng lượng nhỏ hơn E_F có thể nhảy lên chiếm đóng các mức năng lượng cao hơn mức Fermi. Điều này dẫn tới sự phân bố lại các điện tử theo năng lượng. Dạng của phân bố này được mô tả trên hình B4. Rõ ràng ở nhiệt độ $T \neq 0K$ xác suất chiếm đóng mức Fermi bởi điện tử giảm đi một nửa so với trường hợp khi $T = 0K$.

Vì xác suất tìm thấy điện tử và lỗ trống trên cùng một mức năng lượng bao giờ cũng bằng 1, do đó hàm phân bố Fermi đối với các lỗ trống sẽ có dạng sau đây:

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \frac{1}{e^{\frac{E_F - E}{kT}} + 1} \quad (B-2)$$

Đối với chất bán dẫn thường ở điều kiện nhiệt độ bình thường (cỡ nhiệt độ phòng) và đối với bán dẫn tạp chất với nồng độ tạp chất không lớn lắm cỡ ($10^{19} \div 10^{29} \text{ m}^{-3}$) năng lượng của điện tử ở vùng dẫn thoả mãn điều kiện:

$$E - E_F \gg kT$$

Khi đó phân bố (B-1) có thể viết về dạng phân bố thống kê cổ điển (phân bố Boltzmann):

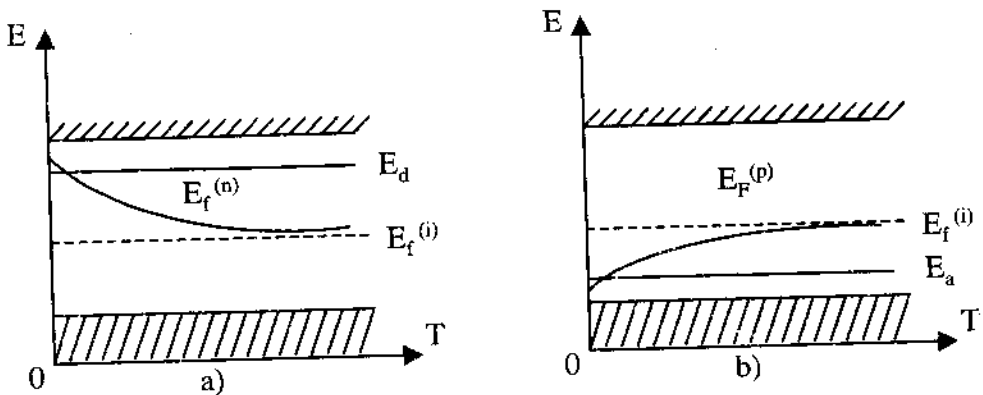
$$f_n(E) \approx e^{\frac{E_F - E}{kT}} \quad (B-3)$$

Tương tự như vậy nếu $E_F - E \gg kT$, ta có phân bố Boltzmann đối với lỗ trống:

$$f_p(E) \approx e^{\frac{E-E_F}{kT}} \quad (B-4)$$

Cần lưu ý rằng, trong các công thức (B-2) và (B-4) năng lượng E của lỗ trống được tính từ mức Fermi trở xuống. Chất bán dẫn mà trong đó sự phân bố các động tử theo năng lượng được xác định bằng các công thức (B-3) và (B-4) gọi là chất bán dẫn không suy biến.

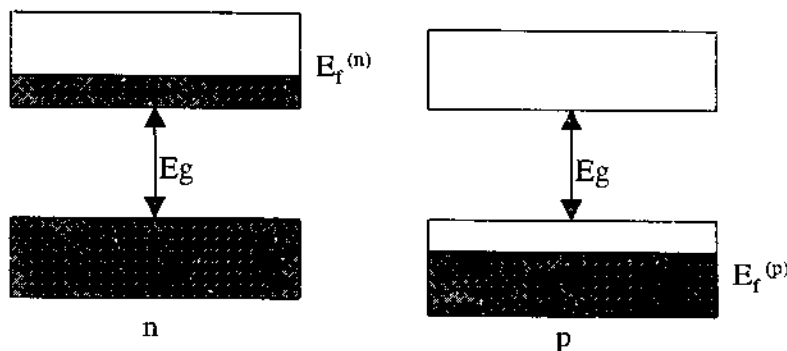
Bây giờ ta hãy xét vị trí cụ thể của mức Fermi trong từng loại bán dẫn. Đối với các bán dẫn thuần mức Fermi nằm ở chính giữa vùng cấm (khi $T=0K$) và hầu như không phụ thuộc vào nhiệt độ. Đối với các bán dẫn tạp chất vị trí của mức Fermi phụ thuộc vào loại bán dẫn, nồng độ tạp chất và nhiệt độ. Chẳng hạn khi nồng độ tạp chất tương đối nhỏ (bán dẫn không suy biến) sự phụ thuộc của mức Fermi vào nhiệt độ đối với bán dẫn loại n và loại p được biểu diễn như trên hình B5 (với $E_F^{(i)}$ là mức Fermi của chất bán dẫn thuần).



Hình B5. Vị trí của mức Fermi trong bán dẫn.

Ở nhiệt độ không tuyệt đối mức Fermi $E_F^{(n)}$ của bán dẫn loại n nằm chính giữa đáy vùng dẫn và mức donor E_d , còn mức Fermi E_F của bán dẫn loại p nằm chính giữa đỉnh của vùng hóa trị và mức Acceptor. Khi nhiệt độ tăng lên, mức Fermi của đáy bán dẫn này tiến dần đến vị trí

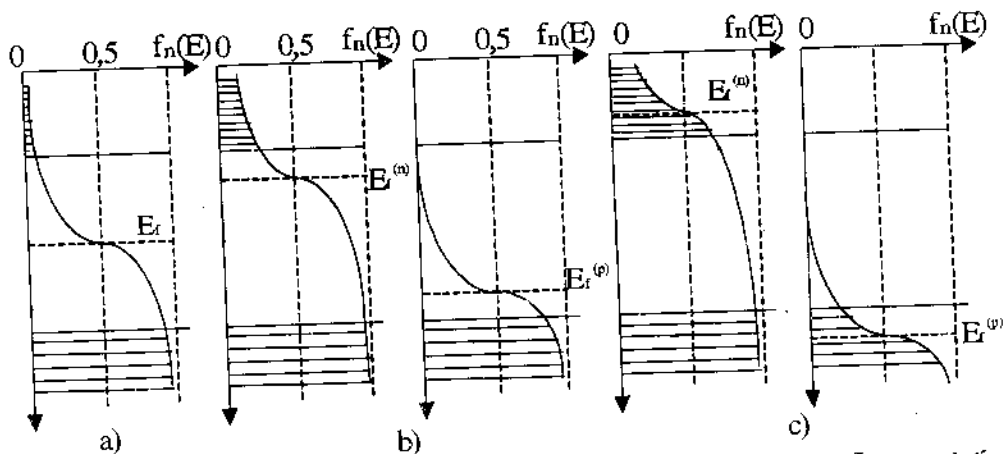
của mức Fermi $E_F^{(i)}$ của bán dẫn thuần. Ở một nhiệt độ xác định, khi nồng độ tạp chất tăng lên, mức Fermi của bán dẫn n được phân bố cao lên và tiến tới đáy của vùng dẫn, còn mức Fermi của bán dẫn loại p lại tụt xuống và tiến dần tới đỉnh của vùng hóa trị. Nếu nồng độ tạp chất rất lớn ($\approx 10^{24} \div 10^{25} \text{ m}^{-3}$) thì số mức tạp chất rất nhiều, các mức này được mở rộng ra và hợp thành một dải hầu như liên tục với vùng dẫn (đối với bán dẫn loại n) hoặc với vùng hóa trị (đối với bán dẫn loại p). Những bán dẫn như vậy được gọi là những bán dẫn suy biến. ở nhiệt độ không tuyệt đối, các điện tử của bán dẫn suy biến loại n không chỉ chiếm đóng các trạng thái năng lượng của vùng hóa trị mà còn có khả năng chiếm đóng tất cả các mức năng lượng của vùng dẫn nằm dưới mức Fermi. Tương tự như vậy, các lỗ trống của bán dẫn loại p cũng có thể chiếm đóng tất cả các mức năng lượng của vùng dẫn và những mức năng lượng của vùng hóa trị nằm phía trên mức Fermi.



Hình B6. Vị trí mức Fermi của bán dẫn suy biến.

Trong hình B6 vùng gạch chéo trong bán dẫn n bị chiếm giữ bởi các điện tử còn vùng để trống trong bán dẫn p bị chiếm giữ bởi các lỗ trống.

Để tiện cho việc so sánh, trên hình B7 đưa ra dạng của hàm phân bố Fermi đối với bán dẫn thuận, bán dẫn tạp chất không suy biến và bán dẫn tạp chất suy biến.



Hình B7. Hàm phân bố Fermi đối với bán dẫn thuận : a) Bán dẫn tạp chất không suy biến ; b) Bán dẫn tạp chất suy biến ; c) Ở nhiệt độ $T \neq 0^\circ K$.

Từ hình B7 ta thấy rằng trong vùng dẫn của bán dẫn suy biến loại n xuất hiện một loạt mức năng lượng mà xác suất chiếm đóng của các điện tử ở đó lớn hơn $1/2$, còn tại vùng hóa trị của bán dẫn suy biến loại p cũng có một loạt mức năng lượng mà xác suất chiếm đóng của các điện tử ở đó lớn hơn $1/2$. Chính đây là điều kiện cần thiết đảm bảo cho việc tạo thành hiệu ứng Laser trong các bán dẫn suy biến.

Ở trạng thái cân bằng nhiệt trong các bán dẫn suy biến loại n hầu như không có lỗ trống, còn trong bán dẫn suy biến loại p cũng hầu như không có điện tử dẫn. Tuy nhiên dưới tác động của các nguồn kích thích bên ngoài (ánh sáng, dòng điện v.v...) Các điện tử có thể chuyển từ vùng dẫn lên vùng hóa trị theo một cơ chế khác, không giống như cơ chế xảy ra khi nhiệt độ bán dẫn tăng lên. Các cặp điện tử lỗ trống được hình thành trong trường hợp này không tái hợp với nhau ngay. Chúng là các động tử bổ xung cho các động tử cân bằng ban đầu và vì vậy được gọi là các động tử không cân bằng. Rõ ràng do sự xuất hiện

động tử không cân bằng nên trong bán dẫn suy biến ta có bất đẳng thức:

$$n.p > n_i^2$$

Thời gian sống của các động tử không cân bằng lớn hơn thời gian tích thoát (thời gian thiết lập trạng thái cân bằng) rất nhiều và trước khi tái hợp các động tử này được phân bố theo luật Fermi. Trong trường hợp này các mức Fermi của điện tử và lỗ trống được gọi là các mức chuẩn Fermi.

B.2.CÁC DỊCH CHUYỂN LƯỢNG TỬ

Như ở các mục trên chúng ta đã thấy, mỗi hệ lượng tử đều có một loạt các trạng thái năng lượng cho phép. Dịch chuyển của hệ từ trạng thái năng lượng này sang trạng thái năng lượng khác được gọi là dịch chuyển lượng tử. Khi dịch chuyển từ trạng thái năng lượng thấp lên trạng thái năng lượng cao hệ hấp thu năng lượng từ bên ngoài, còn khi dịch chuyển theo chiều ngược lại hệ giải phóng ra một năng lượng nhất định. Giá trị năng lượng mà hệ thu vào hay giải phóng ra trong quá trình dịch chuyển đúng bằng hiệu giữa hai mức năng lượng của hai trạng thái tương ứng, tức là $\Delta E_{ik} = |E_i - E_k|$.

Trong cơ học lượng tử đã chứng minh rằng, tập hợp tất cả các mức năng lượng có thể chưa phải đã cho phổ thực của nó. Sở dĩ như vậy vì không phải tất cả các dịch chuyển lượng tử đều có xác suất lớn như nhau. Chỉ những dịch chuyển nào thoả mãn một số điều kiện nhất định được rút ra từ định luật bảo toàn động lượng mới có thể được thực hiện. Chúng được gọi là những dịch chuyển cho phép. Các dịch chuyển khác không thoả mãn những điều kiện trên đều có xác suất bằng không hoặc xấp xỉ bằng không. Đó là những dịch chuyển cấm. Những điều kiện xác định dịch chuyển là cho phép hay là cấm được

gọi là quy tắc chọn lọc. Đối với các nguyên tử tuân theo liên kết (L, S), quy tắc chọn lọc được viết dưới dạng sau đây:

$$\Delta L = \pm 1$$

$$\Delta S = 0$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 \text{ (trừ dịch chuyển từ } J = 0 \text{ đến } J = 0)$$

Vì trong phân tử có nhiều loại mức năng lượng nên quy tắc chọn lọc được viết riêng cho từng loại. Chẳng hạn đối với các mức năng lượng dao động, các dịch chuyển cho phép là các dịch chuyển giữa hai mức cạnh nhau, tức là:

$$\Delta v = \pm 1$$

Đối với các mức năng lượng quay ta cũng có quy tắc tương tự:

$$\Delta J = \pm 1$$

Khác với các nguyên tử và phân tử, trong các chất bán dẫn có thể có ba loại dịch chuyển khác nhau, dịch chuyển giữa các vùng năng lượng cho phép, dịch chuyển giữa các vùng năng lượng cho phép và mức tạp chất, và dịch chuyển giữa các mức tạp chất với nhau. Trong các loại dịch chuyển đó thì dịch chuyển giữa các vùng năng lượng (gọi là dịch chuyển vùng-vùng) có một ý nghĩa đặc biệt quan trọng vì nó liên quan trực tiếp đến quá trình làm việc của Laser bán dẫn. Tùy theo sự phụ thuộc của năng lượng điện tử và lỗ trống vào xung lượng, các dịch chuyển vùng-vùng được phân chia ra làm hai loại: dịch chuyển trực tiếp và dịch chuyển không trực tiếp. Các loại dịch chuyển này được xác định như sau. Theo quan điểm của lý thuyết vùng năng lượng, các điện tử gần đáy vùng dẫn và các lỗ trống ở gần đỉnh vùng hóa trị có thể coi như các hạt chuyển động tự do, nếu khối lượng thực m_n, m_p của chúng được thay thế bằng các đại lượng :

$$m_n^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E_n}{dK^2} \right)^{-1}, m_p^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E_p}{dK^2} \right)^{-1}$$

Chúng được gọi là khối lượng hiệu dụng. Trong trường hợp đó năng lượng của điện tử ở gần đáy vùng dẫn có thể biểu diễn qua xung lượng như sau:

$$E_n = E_c + \frac{p_n^2}{2m_n^*} \quad (B-5)$$

E_c - giá trị năng lượng ứng với đáy vùng dẫn.

Tương tự như vậy, năng lượng của lỗ trống ở gần đỉnh vùng hóa trị được xác định bằng công thức:

$$E_p = E_v - \frac{p_p^2}{2m_p^*} \quad (B-6)$$

E_v - giá trị năng lượng ứng với đỉnh vùng hóa trị.

Từ các công thức (B-5) và (B-6) ta thấy rằng năng lượng của điện tử tăng theo xung lượng, còn năng lượng của lỗ trống lại giảm đi khi xung lượng tăng. Điều này được biểu diễn trên hình B.7 bằng hai đường parabol có đỉnh ngược nhau. Khoảng cách giữa 2 đỉnh parabol bằng độ rộng vùng cấm E_g .

Nếu trong quá trình điện tử thực hiện dịch chuyển từ vùng nọ đến vùng kia mà xung lượng của nó không thay đổi (đúng ra là xung lượng của điện tử lỗ trống tham gia tạo cặp hoặc tái hợp bằng nhau) thì dịch chuyển đó được gọi là dịch chuyển trực tiếp. Trong trường hợp này đỉnh của hai parabol nằm đối diện với nhau (hình B8.a). Định luật bảo toàn xung lượng đối với các dịch chuyển thẳng được viết như sau:

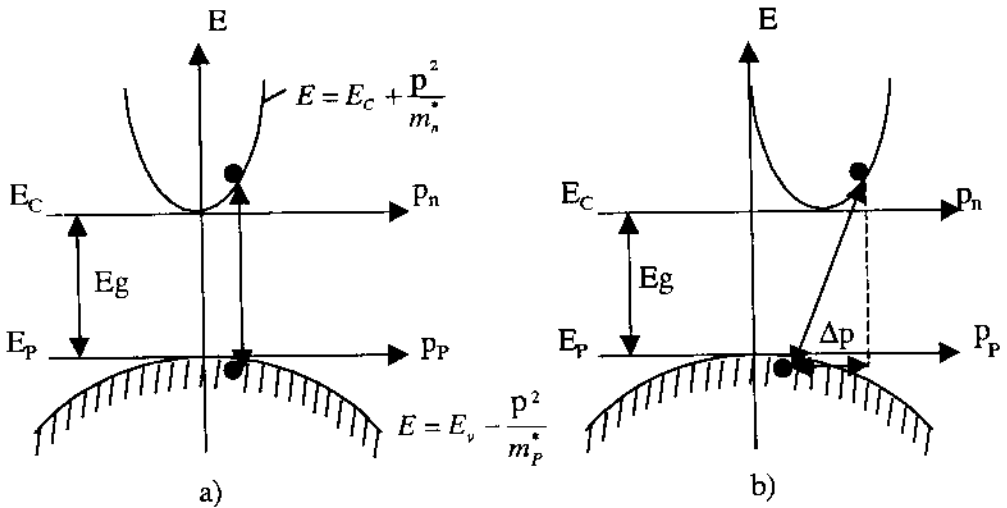
$$P_1 = P_2$$

trong đó : P_1 và P_2 là xung lượng của điện tử ở thời điểm trước và sau dịch chuyển.

Nếu dịch chuyển của điện tử được thực hiện với sự thay đổi của xung lượng thì dịch chuyển đó được gọi là dịch chuyển không trực tiếp. Trong trường hợp này:

$$P_1 \neq P_2$$

Và đỉnh của hai parabol sẽ lệch nhau (Hình B8.b).



Hình B8. Sự phụ thuộc của năng lượng điện tử và lỗ trống vào xung lượng ; a) Dịch chuyển trực tiếp ; b) Dịch chuyển gián tiếp.

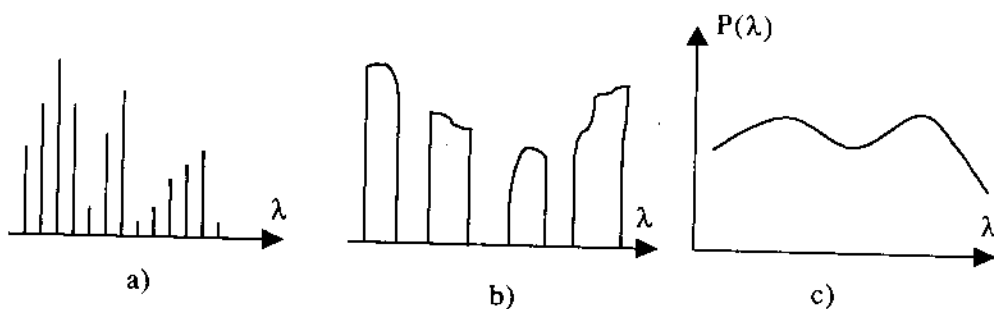
Thông thường xác suất dịch chuyển trực tiếp lớn hơn xác suất dịch chuyển không trực tiếp rất nhiều lần. Trong các chất bán dẫn như GaAs, InSb, v.v . . . chủ yếu xảy ra dịch chuyển trực tiếp, còn trong các chất bán dẫn như Ge, Si, chỉ có thể xảy ra các dịch chuyển không trực tiếp.

Các dịch chuyển cho phép của một hệ, xét theo phương diện quang học, có thể chia ra làm hai loại : Các dịch chuyển phát quang và các dịch chuyển không phát quang. Trong các dịch chuyển không phát quang, sự thay đổi trạng thái lượng tử của hệ được thực hiện trong quá trình tương tác giữa nó với các hệ khác hoặc với môi trường bên ngoài. Ví dụ, sự va chạm giữa các nguyên tử, phân tử với nhau hoặc với thành bình, sự tương tác giữa điện tử với mạng tinh thể v.v... đều có thể gây

ra các dịch chuyển không phát quang. Trong các dịch chuyển phát quang, sự hấp thụ hoặc bức xạ năng lượng dưới dạng sóng điện từ (dưới dạng photon) với tần số bằng :

$$\omega_{ik} = \frac{E_i - E_k}{h}$$

Tập hợp các dịch chuyển phát quang từ trạng thái năng lượng thấp lên trạng thái năng lượng cao tạo thành phổ hấp thụ. Tập hợp các dịch chuyển theo chiều ngược lại tạo thành phổ bức xạ (hay là phổ phát xạ). Phổ hấp thụ và phổ phát xạ của nguyên tử bao gồm những vạch phổ riêng rẽ và được gọi là phổ vạch (hình B9.a). Đối với phân tử do cấu trúc phức tạp của giản đồ năng lượng. Vì vậy, các vạch phổ của phân tử được phân bố rất sát nhau, tạo thành nhóm vạch gọi là phổ đám (Hình B9.b). Các chất bán dẫn thường cho phổ liên tục phản ánh cấu trúc vùng năng lượng của chúng (Hình B9.c).



Hình B9. Các dạng phổ : a) Phổ vạch ; b) Phổ đám ; c) Phổ liên tục.

Thông thường, dịch chuyển giữa các mức năng lượng điện tử của nguyên tử và phân tử cho phổ nằm ở vùng ánh sáng nhìn thấy hoặc vùng tử ngoại. Dịch chuyển giữa các mức dao động cho phổ nằm ở vùng hồng ngoại, dịch chuyển giữa các mức quay cho phổ nằm ở vùng hồng ngoại xa hoặc vùng sóng vô tuyến. Đối với các chất bán dẫn, dịch chuyển vùng-vùng thường cho phổ nhìn thấy hoặc phổ hồng ngoại.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Trần Đức Hân, Nguyễn Minh Hiến. Kỹ thuật Laser và Maser, ĐHBK Hà Nội, 1980.
2. M. J. N. Sibley. Optical communications, Second Edition Macmillan New Electronics, 1995.
3. M. M. K. Liu. Principles and Applications of optical communications, Irwin, 1996.
4. J. Wilson, J.F.B. Hawkes. Optoelectronics, An introduction, Second Edition, Prentice Hall, 1989.
5. Tran Duc Han, Telecommucations optiques, Institut des télécommunication, Oran, Algérie, 1987.
6. Trần Đức Hân. Khảo sát tối ưu tham số của Laser CO₂ phóng điện dọc. Tạp chí Khoa học - Kỹ thuật, Viện khoa học Việt nam, No5+6-1982, tr.7÷9.
7. Cozannet, J. Fleuret, H. Maitre, M. Rousseau. Optique et télécommunications, Eyrolles, 1981.
8. Tran Quoc Dung, Tran Duc Han, Nguyen Minh Hien, Bui Viet Khoi, Do Xuan Thu, An approach of automatical optical Fibre subsystem Designe, APSITT97" Proceedings, Section 13, pp 20÷26.
9. Yasuharu Suematsu, Ken-Ichi-Iga. Introduction to Optical Fibre communications, 1982.
10. Germain Chartier. Manuel Optique, Hermes, 1997.
11. Nahum Izhaky. Analysis of DBR Lasers and MOPA with Saturable Absorption Gratings. IEEE Journal of quantum Electronics, Vol 11No7, July, 1997.
12. Trần Đức Hân, Cơ sở kỹ thuật thông tin cáp sợi quang, ĐHBK Hà Nội, 1998.
13. Trần Đức Hân, Bài tập thông tin cáp sợi quang, ĐHBK Hà Nội, 1999.
14. Trần Đức Hân, Thí nghiệm thông tin cáp sợi quang, ĐHBK Hà Nội, 1999.

MỤC LỤC

Chương I. CƠ SỞ LÝ THUYẾT LASER

1.1. Động học trạng thái kích thích.....	5
1.2. Dịch chuyển quang học.....	9
1.3. Độ rộng và đường bao của vạch phổ.....	15
1.3.1 Phóng điện trong môi trường khí.....	20
1.3.2 Biểu diễn những hệ số Einstein dưới dạng phổ.....	21
1.4. Tương tác của bức xạ với môi trường nghịch đảo.....	23
1.5 Nguyên lý hoạt động của máy phát Laser, máy khuếch đại lượng tử.....	32
1.6. Những phương pháp tạo nghịch đảo nồng độ hoạt chất.....	35
1.6.1. Phương pháp bơm năng lượng.....	35
1.6.2. Phương pháp tạo nghịch đảo nồng độ trong Laser khí.....	40

Chương II. BUỒNG CỘNG HƯỞNG QUANG HỌC

2.1. Chức năng, cấu tạo của buồng cộng hưởng (BCH) quang học.....	42
2.1.1. Thực hiện hồi tiếp dương.....	43
2.1.2. Tạo ra bức xạ định hướng, đơn sắc, kết hợp.....	44
2.2. Gương Laser.....	46
2.3. Các mode trong buồng cộng hưởng.....	51
2.4. Hệ số phẩm chất của buồng cộng hưởng.....	57
2.5. Lý thuyết sóng về mode của buồng cộng hưởng.....	61
2.6. Chọn lọc mode.....	69
2.6.1. Chọn lọc mode xiên.....	70
2.6.2. Chọn lọc các mode dọc.....	71

Chương III. LASER BÁN DẪN

3.1 Chất bán dẫn và tính chất của chất bán dẫn.....	73
3.1.1.Chất bán dẫn thuần.....	73
3.1.2 Bán dẫn pha tạp.....	76
3.2. Tiếp giáp P-N.....	77
3.2.1. Tiếp giáp p-n không được phân cực.....	77
3.2.2. Tiếp giáp p-n được phân cực thuận.....	81
3.2.3. Phương trình tốc độ bức xạ.....	86
3.2.4. Điều kiện nghịch đảo nồng độ trong môi trường bán dẫn tinh thể.....	90
3.3. Cấu trúc tiếp giáp dị thể P-N.....	94
3.4. Diode phát quang.....	97
3.4.1. LED phát xạ mặt.....	98
3.4.2. LED phát xạ cạnh.....	99
3.4.3. Đặc tính phổ.....	99
3.4.4. Dung lượng điều chế và hiệu suất chuyển đổi.....	101

3.5. Diode Laser.....	103
3.5.1. Diode Laser Fabry-Perot.....	104
3.5.2. Bức xạ kích thích (Stimulated emission).....	107
3.5.3. Đặc tính phổ của diode Laser.....	117
3.5.4. Dung lượng điều chế.....	121
3.5.5. Diode Laser đơn mode.....	125
3.5.6. Diode Laser DFB.....	127
3.5.7. Diode Laser DBR.....	129
3.5.8. Diode Laser dùng buồng cộng hưởng ngoài.....	130
3.5.9. Diode Laser DFB hai ngăn.....	132
3.5.10. Diode Laser DBR hai ngăn và ba ngăn.....	134
3.5.11. Diode Laser phát xạ mặt có buồng cộng hưởng đứng.....	135
Chương IV. LASER RẮN	137
4.1. Đặc điểm của Laser rắn.....	138
4.2. Hoạt chất của Laser rắn.....	140
4.3. Cơ chế tạo nghịch đảo nồng độ trong Laser rắn.....	141
4.3.1. Hệ trạng thái hai mức.....	144
4.3.2. Hệ trạng thái ba mức.....	146
4.3.3. Hệ trạng thái bốn mức.....	148
Biên luận về kết quả thu được.....	150
4.4. Nguồn bức xạ bơm và hệ thống bơm quang học.....	155
4.5. Laser Rubi.....	161
4.6. Laser dùng nguyên tố đất hiếm.....	165
4.7. Chế độ phát tự do của laser rắn.....	172
4.8 Chế độ điều chế hệ số phẩm chất của Laser rắn.....	172
Chương V. LASER KHÍ	175
5.1 Đặc điểm cấu tạo của Laser khí.....	180
5.2. Laser Heli — Neon.....	189
5.3. Laser ion làm việc ở chế độ liên tục.....	196
5.4. Laser phân tử.....	207
5.5 Chế độ xung của Laser khí.....	210
5.6. Laser dùng hiệu ứng phân ly phân tử.....	210
Phụ lục A. CẤU TRÚC PHỔ NĂNG LƯỢNG CỦA NGUYÊN TỬ	217
A.1. Một vài nét về thuyết lượng tử.....	222
A.2. Các mức năng lượng của nguyên tử.....	222
Phụ lục B. VÙNG NĂNG LƯỢNG VÀ DỊCH CHUYỂN LƯỢNG TỬ	232
B.1 Cấu trúc vùng năng lượng của các chất bán dẫn tinh thể.....	240
B.2. Các dịch chuyển lượng tử.....	245
Tài liệu tham khảo.....	246
Mục lục.....	246

Chịu trách nhiệm xuất bản:

Chủ tịch HĐQT kiêm Tổng Giám đốc NGÔ TRẦN ÁI
Phó Tổng Giám đốc kiêm Tổng biên tập VŨ DƯƠNG THỤY

Biên tập nội dung:

TRẦN NHẬT TÂN - NGÔ THANH BÌNH

Trình bày bìa:

PHẠM NGỌC TỎI

Sửa bản in:

TRẦN ĐẠI THẮNG

Chế bản tại:

PHÒNG CHẾ BẢN (NXB GIÁO DỤC)

GIÁO TRÌNH CƠ SỞ KỸ THUẬT LASER

Mã số: 7B568T5 - DAI

In 1.000 cuốn, khổ 16 x 24 cm tại Xưởng in Nhà xuất bản Thống kê.
Số XB: 21/298 - 05. In xong và nộp lưu chiểu tháng 2 năm 2005.



CÔNG TY CỔ PHẦN SÁCH ĐẠI HỌC - DẠY NGHỀ
HEVOBCO

Địa chỉ : 25 Hàn Thuyên, Hà Nội



Giá : 19.000đ