

Chương I

QUANG HÌNH HỌC

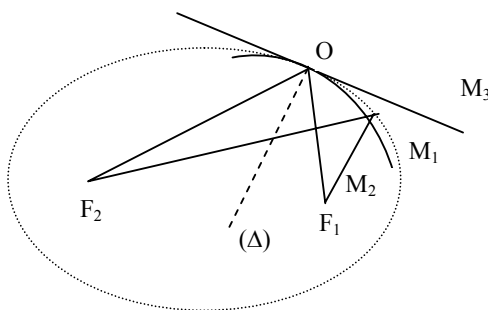
SS1. NHỮNG ĐỊNH LUẬT CƠ BẢN CỦA QUANG HÌNH HỌC.

Chúng ta sẽ sử dụng khái niệm tia sáng để tìm ra các qui luật lan truyền của ánh sáng qua các môi trường, tia sáng biểu thị đường truyền của năng lượng ánh sáng.

I/- NGUYÊN LÝ FERMA.

Ta biết rằng, theo nguyên lý truyền thẳng ánh sáng trong một môi trường đồng tính về quang học (chiết suất của môi trường như nhau tại mọi điểm) ánh sáng truyền theo đường thẳng, nghĩa là khoảng cách ngắn nhất giữa hai điểm cho trước.

Khi truyền từ một môi trường này sang một môi trường khác (có chiết suất khác nhau), ánh sáng sẽ bị phản xạ và khúc xạ ở mặt phân cách hai môi trường, nghĩa là tia sáng bị gãy khúc. Vậy trong trường hợp chung, giữa hai điểm cho trước ánh sáng có thể truyền theo đường ngắn nhất không? Ta hãy khảo sát thí nghiệm sau:



HÌNH 1

Xét một gương êlipxôit tròn xoay M_1 có mặt trong là mặt phản xạ. Tại tiêu điểm F_1 của gương, ta đặt một nguồn sáng điểm. Theo tính chất của êlipxôit, các tia sáng phát suất từ F_1 , sau khi phản xạ trên mặt gương, đều qua tiêu điểm F_2 , đồng thời các đường đi của tia sáng giữa hai tiêu điểm đều bằng nhau. Trên hình vẽ ta xét hai đường đi F_1OF_2 và $F_1O'F_2$.

Bây giờ giả sử ta có thêm hai gương M_2 và M_3 tiếp xúc với gương êlipxôit tại O . Đường (Δ) là pháp tuyến chung của 3 gương tại O (hình 1). Thực tế cho biết F_1OF_2 là đường truyền có thực của ánh sáng đối với cả 3 gương. Ta rút ra các nhận xét sau:

- So với tất cả các con đường đi từ F_1 đến gương M_2 rồi đến F_2 thì con đường truyền thực F_1OF_2 của ánh sáng là con đường dài nhất (mọi con đường khác đều ngắn hơn con đường tương ứng phản xạ trên êlipxôit).
- Đối với gương M_3 , con đường thực F_1OF_2 là con đường ngắn nhất (mọi con đường khác đều dài hơn con đường tương ứng phản xạ trên êlipxôit)
- Đối với gương êlipxôit M_1 , có vô số đường truyền thực của ánh sáng từ F_1 tới M_1 rồi tới F_2 . Các đường truyền này đều bằng nhau.

Vậy đường truyền thực của ánh sáng từ một điểm này tới một điểm khác là một cực trị.

Ta có thể phát biểu một cách tổng quát trên khái niệm quang lộ: khi ánh sáng đi từ một điểm A tới một điểm B trong một môi trường có chiết suất n , thì quang lộ được định nghĩa là :

$$\lambda = n \cdot AB$$

Nguyên lý FERMA được phát biểu như sau :

“Quang lộ từ một điểm này tới một điểm khác phải là một cực trị”.

Ta cũng có thể phát biểu nguyên lý này dựa vào thời gian truyền của ánh sáng.

Thời gian ánh sáng truyền một quang lộ nds là $dt = nds/c$, c = vận tốc ánh sáng trong chân không.

Thời gian truyền từ A tới B là :

$$t = \frac{1}{c} \int_A^B nds$$

Quang lộ $\int_A^B nds$ là một cực trị. Vậy thời gian truyền của ánh sáng từ một điểm này tới một điểm khác cũng là một cực trị.

Ta thấy điều kiện quang lộ cực trị không phụ thuộc chiều truyền của ánh sáng. Vì vậy đường truyền thực của ánh sáng từ A đến B cũng phải là đường truyền thực từ B đến A. đó là tính chất rất chung của ánh sáng, gọi là tính truyền trở lại ngược chiều.

Từ định lý FERMA, ta có thể suy ra các định luật khác về đường truyền của ánh sáng.

2. ĐỊNH LUẬT TRUYỀN THẲNG ÁNH SÁNG.

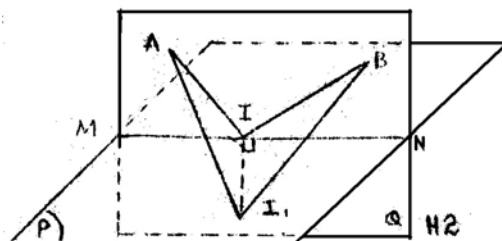
“Trong một môi trường đồng tính, ánh sáng truyền theo đường thẳng”

Thực vậy, trong môi trường đồng tính, chiết suất n bằng nhau tại mọi điểm. Quang lộ cực trị cũng có nghĩa là quãng đường (hình học) cực trị. Mặt khác, trong hình học ta đã biết: đường thẳng là đường ngắn nhất nối liền hai điểm cho trước. Ta tìm lại được định luật truyền thẳng ánh sáng.

3. ĐỊNH LUẬT PHẢN XẠ ÁNH SÁNG.

Xét mặt phản xạ (P) và hai điểm A, B cho trước. Về mặt hình học, ta có vô số đường đi từ A, phản xạ trên (P) tới B. Trong vô số đường đi hình học đó, ta cần xác định đường nào là đường đi của ánh sáng. Theo nguyên lý FERMA, đó là đường đi có quang lộ cực trị.

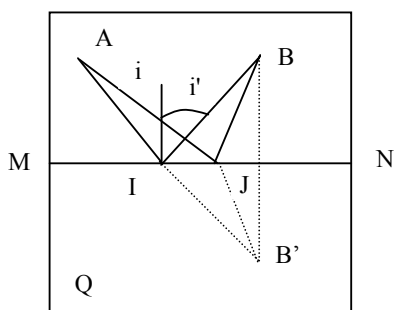
Trước hết, ta chứng tỏ rằng đường đi đó phải ở trong mặt phẳng (Q) chứa A, B và thẳng góc với mặt phản xạ (P)



Thật vậy, nếu tia sáng tới mặt (P) tại một điểm I_1 không nằm trong mặt phẳng (Q) thì ta luôn luôn từ I_1 kẻ được đường thẳng góc với giao tuyến MN của (P) và (Q), và có

$$AIB < AI_1B$$

Vậy điểm tới của hai tia sáng phải nằm trong mặt phẳng (Q), nghĩa là quang lộ khả dĩ phải nằm trong (Q), tức là phải nằm trong mặt phẳng tới.



HÌNH 3

Tiếp theo, ta cần xác định điểm tới I trên MN. Đó chính là giao điểm của AB' với MN (B' là điểm đối xứng với B qua mặt (P)). Thực vậy, với một điểm J nào khác trên MN, ta luôn có:

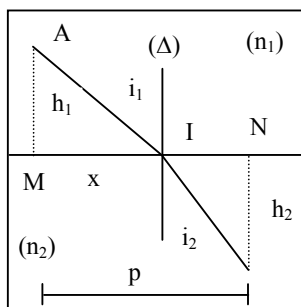
$$AIB < AJB$$

Từ hình 3, ta dễ dàng suy ra : góc tới i = góc phản xạ i'

Vậy tóm lại, từ nguyên lý FERMA, ta tìm lại được định luật phản xạ ánh sáng:

“Tia phản xạ nằm trong mặt phẳng tới. Tia phản xạ và tia tới ở hai bên đường pháp tuyến. Góc phản xạ bằng góc tới”

4. ĐỊNH LUẬT KHÚC XẠ ÁNH SÁNG.



HÌNH 4

Xét mặt phẳng (P) ngăn cách hai môi trường có chiết suất tuyệt đối lần lượt là n_1 và n_2 . Hai điểm A và B nằm ở hai bên của mặt phẳng (P). Ta hãy xác định đường truyền của tia sáng từ A tới B.

Chứng minh tương tự trường hợp phản xạ, ta thấy các tia sáng trong hai môi trường phải nằm trong cùng một mặt phẳng

Đó là mặt phẳng Q chứa A, B và vuông góc với mặt phẳng P (mặt phẳng Q chính là mặt phẳng tới)

Trong mặt phẳng Q, ta hãy xác định đường truyền thực của tia sáng. Trên hình 4, MN là giao tuyến giữa hai mặt phẳng P và Q. Giả sử (AIB) là quang lộ thực. Ta hãy biểu diễn quang lộ (AIB) theo biến số x (x xác định vị trí I trên MN).

$$(AIB) = \lambda = n_1 AI + n_2 IB$$

$$\lambda = n_1 \sqrt{h_1^2 + x^2} + n_2 \sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}$$

(là quang lộ thực vậy, theo nguyên lý FERMA, ta phải có:

$$\frac{d\ell}{dx} = n_1 \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - n_2 \frac{(p-x)}{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}} = 0$$

$$\text{hay } n_1 \sin i_1 - n_2 \sin i_2 = 0$$

$$\text{hay } \frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{2,1} (\text{hằng số})$$

Vậy ta đã tìm được định luật khúc xạ ánh sáng. “Tia khúc xạ nằm trong mặt phẳng tới. Tia tới và tia khúc xạ ở hai bên đường pháp tuyến. Tỉ số giữa sin góc tới và sin góc khúc xạ là một hằng số đối với hai môi trường cho trước”

Nhắc lại : $n_{2,1}$ = chiết suất tỉ số đối của môi trường thứ hai với môi trường thứ nhất. Chiết suất tuyệt đối của một môi trường là chiết suất tỉ đối của môi trường đó đối với chân không.

• TRƯỜNG HỢP ĐẶC BIỆT: Sự phản xạ toàn phần

Khi chiết suất của môi trường thứ hai nhỏ hơn môi trường thứ nhất, thí dụ : ánh sáng truyền từ thủy tinh ra ngoài không khí, ta có : $n_{2,1} < 1$. Suy ra góc khúc xạ i_2 lớn hơn góc i_1 . Vậy khi i_2 đạt đến trị số lớn nhất là $\pi/2$ thì i_1 có một trị số xác định bởi $\sin \lambda = n_{2,1}$

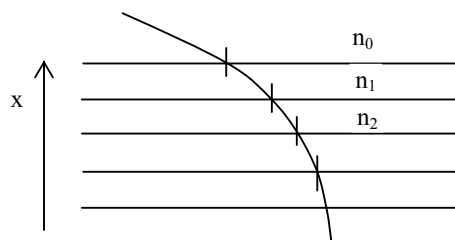
λ được gọi là góc tới giới hạn. Nếu góc tới lớn hơn góc giới hạn này thì toàn bộ năng lượng ánh sáng bị phản xạ trở lại môi trường thứ nhất (không có tia khúc xạ). Đó là sự phản xạ toàn phần.

Trên đây, ta đã thấy, các định luật về quang hình học đã được chứng minh từ nguyên lý FERMA. Ta cũng có thể tìm lại được các định luật này từ nguyên lý Huyghens (*)

Nguyên lý Huyghens là nguyên lý chung cho các quá trình sóng. Điều này trực tiếp chứng minh bản chất sóng của ánh sáng. Tuy nhiên, trong phần quang hình, ta chỉ nhằm xác định đường truyền của ánh sáng qua các môi trường và chưa đề ý tới bản chất của ánh sáng.

Các đây hàng ngàn năm, các định luật quang học được tìm ra một cách riêng biệt, độc lập với nhau, bằng các phương pháp thực nghiệm. Tiến thêm một bước, từ các quan sát thực tế, người ta thừa nhận nguyên lý chung. Rồi từ nguyên lý chung, suy ra các định luật. Đó là phương pháp tiên đề để xây dựng một môn khoa học.

KHÚC XẠ THIÊN VĂN

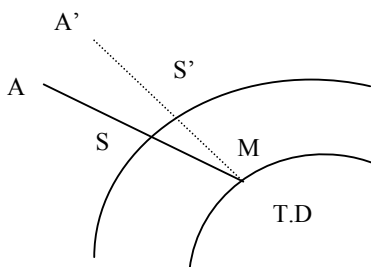


HÌNH 5

Chúng ta hãy quan sát hiện tượng khúc xạ qua một môi trường lớp. Môi trường này có chiết suất thay đổi theo phương x . Giả sử môi trường gồm nhiều lớp có chiết suất biến thiên đều đặn

$$n_0 < n_1 < n_2 < n_3 \dots$$

Các mặt ngăn chia các lớp thẳng góc với trục x (hình 5). Vẽ tia sáng truyền qua các lớp, ta được một đường gãy khúc. Nếu chiết suất biến thiên một cách liên tục, đường gãy khúc trên trở thành đường cong.



HÌNH 6

Lớp khí quyển bao quanh trái đất có mật độ giảm dần theo chiều cao, do đó chiết suất cũng giảm dần theo chiều cao. đó là một môi trường lớp.

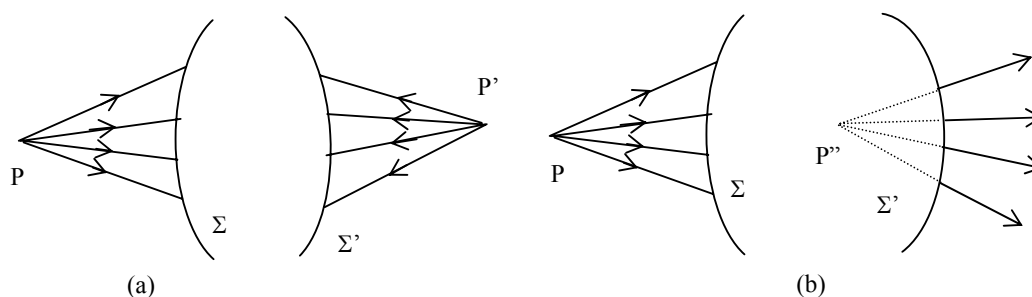
Xét tia sáng từ ngôi sao A tới lớp khí quyển tia sáng bị cong như hình vẽ 6. Người quan sát ở M có cảm giác ánh sáng đến từ phương A'S', tiếp tuyến của tia sáng thực tại M. đó là sự khúc xạ thiên văn. Góc lệch giữa phương thực AS và phương biểu A'S' được gọi là độ khúc xạ thiên văn.

SS2. GƯƠNG PHẪNG VÀ GƯƠNG CẦU.

Ta sẽ áp dụng các định luật quang học cho các môi trường cụ thể, các hệ quang học thường gặp. Mục đích là để nghiên cứu quy luật tạo ảnh trong các hệ quang học.

1. VẬT VÀ ẢNH.

Xét chùm tia sáng, phát suất từ một điểm P, sau khi qua quang hệ, chùm sáng hội tụ tại điểm P'. Ta gọi P là vật, P' là ảnh đối với quang hệ trên. Các mặt Σ , Σ' trên hình vẽ biểu diễn của mặt khúc xạ đầu và cuối của quang hệ.



HÌNH 7

Ta thấy: ảnh là điểm đồng quy của chùm tia ló. Ta có hai trường hợp : ảnh thực và ảnh ảo.

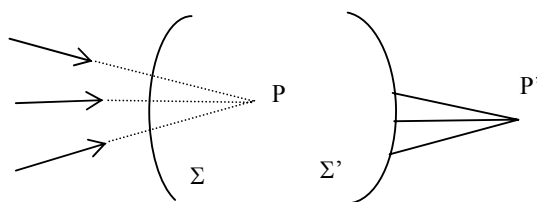
Nếu chùm tia ló hội tụ, ta có ảnh P' thực (P' nằm phía sau Σ' tính theo chiều truyền của ánh sáng tới). Trong trường hợp này, ta có sự tập trung năng lượng ánh sáng thực sự tại điểm P (hình 7a)

Nếu chùm tia ló phân kì, ta có ảnh P'' ảo (P'' nằm phía trước Σ')

Ta cũng có hai trường hợp : vật thực và vật ảo.

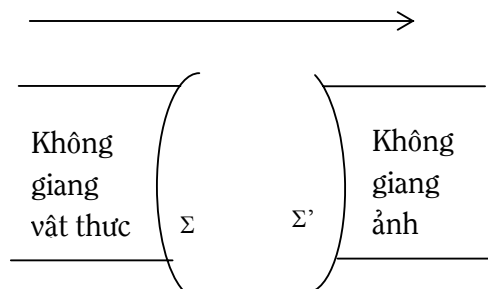
Nếu chùm tia tới quang hệ là chùm phân kì, ta có vật thực (P ở phía trước Σ) (hình 7a)

Nếu chùm tia tới là chùm hội tụ, ta có vật ảo P (điểm đồng quy của các tia tới kéo dài). Trong trường hợp này, P ở phía sau mặt Σ (hình 8)



HÌNH 8

Ta có thể phân biệt dễ dàng tính chất thực hay ảo của vật và ảnh bằng cách phân biệt không gian ảnh thực và không gian vật thực: không gian của các ảnh thực nằm về phía sau mặt khúc xạ (Σ'), không gian của các vật thực nằm phía trước mặt khúc xạ (Σ).



HÌNH 9

Nếu vật nằm ngoài không gian thực thì là vật ảo, tương tự như vậy với ảnh ảo.

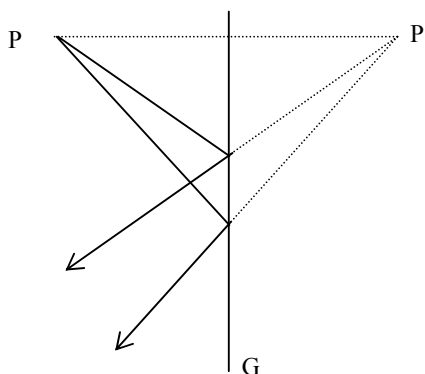
Ta cũng cần lưu ý một điểm là vật đối với quang hệ này nhưng đồng thời có thể là ảnh đối với quang hệ khác. Vậy khi nói vật hay ảnh, thực hay ảo là phải gắn liền với một quang hệ xác định.

2. **GUƠNG PHẪNG.**

Một phần mặt phẳng phản xạ ánh sáng tốt được gọi là gương phẳng. Thí dụ: một mặt thủy tinh được mạ bạc, mặt thoảng của thủy ngân...

Giả sử ta có một điểm vật P đặt trước gương phẳng G. ảnh P' của P cho bởi gương theo thực nghiệm, đối xứng với P qua gương phẳng. Ta có thể dễ dàng chứng minh điều này từ các định luật về phản xạ ánh sáng. Ngoài ra, nếu vật thực thì ảnh ảo, và ngược lại.

Trường hợp vật không phải là một điểm thì ta có ảnh của vật là tập hợp các ảnh của các điểm trên vật. Ảnh và vật đối xứng với nhau qua mặt phẳng của gương, chúng không thể chồng khít lên nhau (như bàn tay trái và bàn tay phải) trừ khi vật có một tính đối xứng đặc biệt nào đó.



HÌNH 10

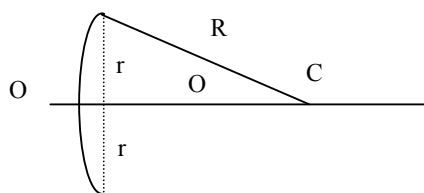
Vật và ảnh còn có tính chất đối chố cho nhau. Nghĩa là nếu ta hội tụ một chùm tia sáng tới gương G (có đường kéo dài của các tia đồng qui tại P') thì chùm tia phản xạ sẽ hội tụ tại P. (Tính chất truyền trở lại ngược chiều)

Hai điểm P và P' được gọi là hai điểm liên hợp.

Đối với các gương phản xạ, không gian vật thực và không gian ảnh thực trùng nhau và nằm trước mặt phản xạ.

3. GƯƠNG CẦU.

a- Định nghĩa: Một phần mặt cầu phản xạ ánh sáng được gọi là gương cầu

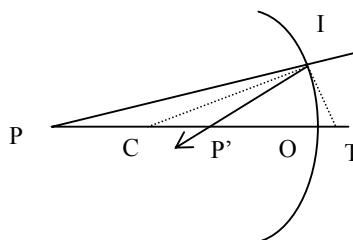


HÌNH 11

O là đỉnh. C là tâm. đường OC là trục chính của gương cầu. Các đường khác đi qua tâm C được gọi là trục phụ $R = OC$ là bán kính chính thực của gương.

r là bán kính mở (hay bán kính khẩu độ). Góc θ được gọi là góc mở (hay góc khẩu độ). Có hai loại gương cầu : gương cầu lõm có mặt phản xạ hướng về tâm, gương cầu lồi có mặt phản xạ hướng ra ngoài tâm

b- Công thức gương cầu:



HÌNH 12

Xét một điểm sáng P nằm trên quang trục của gương. Ta xác định ảnh của P bằng cách tìm giao điểm P' của hai tia phản xạ ứng với hai tia tới nào đó; ví dụ hai tia PO và PI (H. 12). P' là ảnh của P.

Vẽ tiếp tuyến IT của gương tại I. Ta thấy IC và IT là các phân giác trong và ngoài của góc PIP' . Bốn điểm T, C, P', P là bốn điểm liên hợp điều hòa, ta có :

$$\frac{1}{TP'} + \frac{1}{TP} = \frac{2}{TC}$$

$$\text{mà } |TC| = \frac{R}{\cos \varphi} \quad \text{hay} \quad \overline{TC} = \frac{\overline{OC}}{\cos \varphi}$$

$$\text{vậy} \quad \frac{1}{\overline{TP'}} + \frac{1}{\overline{TP}} = \frac{2 \cos \varphi}{\overline{OC}} \quad (2.1)$$

Theo công thức trên ta thấy : Các tia sáng phát xuất từ điểm P, tới gương cầu với các góc khác nhau, sẽ không hội tụ ở cùng một điểm ảnh P'. Vậy khác với gương phẳng, ảnh của một điểm cho bởi gương cầu, không phải là một điểm: ảnh P' không rõ.

Tuy nhiên nếu ta xét các gương cầu có góc khẩu độ θ nhỏ thì φ cũng nhỏ, $\cos \varphi \approx 1$, điểm T có thể coi là trùng với O. Công (2.1) trở thành:

$$\frac{1}{OP'} + \frac{1}{OP} = \frac{2}{OC} \quad (2.2)$$

Vậy trong trường hợp này, ta có thể coi như có ảnh điểm P'

Nếu ta kí hiệu $\overline{OP'} = d'$, $\overline{OP} = d$, $\overline{OC} = R$,

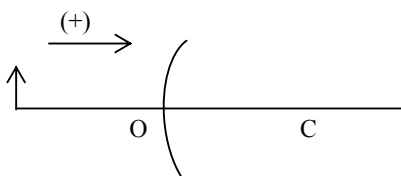
$$\frac{1}{d'} + \frac{1}{d} = \frac{2}{R} \quad (2.3)$$

Vậy muốn có ảnh rõ, góc khẩu độ của gương cầu phải nhỏ.

Công thức trên có thể áp dụng cho gương cầu lõm hay lồi, vật và ảnh thực hay ảo.

Thông thường người ta quy ước chiều dương là chiều truyền của ánh sáng tới.

Thí dụ : Một vật phát sáng đặt cách gương cầu lõm là 7 cm, bán kính chính trục của gương là 5 cm



HÌNH 13

Trong trường hợp này, $d = \overline{OP} = -7$ cm

$R = 5$ cm (chiều dương chọn như trên hình 13)

Vậy ảnh cách gương là $d' = 1,8$ cm. Đó chính là ảnh ảo, ở phía sau gương.

c- Tiêu điểm của gương cầu. Công thức Newton (Niuton)

Chiếu tới gương cầu một chùm tia sáng song song với trục chính. Chùm tia phản xạ hội tụ tại điểm F, điểm F được gọi là tiêu điểm của gương cầu.

Đoạn \overline{OF} được gọi là tiêu cự của gương.

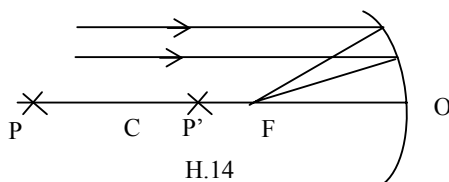
Chùm tia song song ứng với vật ở xa vô cực nên $d = -\infty$, suy ra tiêu cự $f = \overline{OF}$, chính là d' trong công thức (2.3), là $\frac{R}{2}$

$$f = \frac{R}{2} \quad (2.4)$$

Với gương cầu lõm, ta có tiêu điểm thực

Với gương cầu lồi, ta có tiêu điểm ảo

Ta cũng có thể lập công thức gương cầu bằng cách lấy F làm gốc của các khoảng cách.



H.14

Đặt $\overline{FP} = x$, $\overline{FP'} = x'$

Ta có : $d' = \overline{OP'} = \overline{OF} + \overline{FP'} = f + x'$

$$d = \overline{OP} = \overline{OF} + \overline{FP} = f + x$$

Thay vào công thức (2.3), ta được :

$$\frac{1}{f+x'} + \frac{1}{f+x} = \frac{2}{R} = \frac{1}{f}$$

Suy ra: $xx' = f^2$ (2.5)

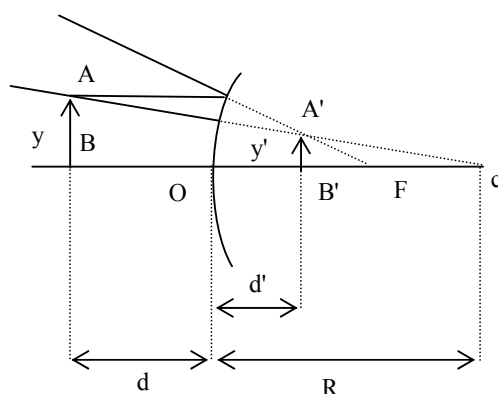
Đó là công thức Newton.

d- Cách vẽ ảnh – Độ phóng đại:

Ta có các tia đặc biệt sau:

- Tia tới song song với trục chính, tia phản xạ qua tiêu điểm F.
- Tia tới qua tiêu điểm F, tia phản xạ song song với trục chính.
- Tia tới qua tâm gương, tia phản xạ đi ngược trở lại.

Để xác định ảnh của một điểm, ta chỉ cần dùng hai trong ba tia trên. Đối với vật không phải là một điểm, ta chỉ cần xác định ảnh của một số điểm đặc biệt.



HÌNH 15

Thí dụ: Có vật AB thẳng, đặt vuông góc với trục chính. Ta chỉ cần vẽ ảnh A' của điểm A (như trên hình vẽ 15), sau đó từ A' hạ đường thẳng góc xuống trục chính, ta được ảnh A'B'.

Gọi y và y' là kích thước của vật và ảnh theo phương vuông góc với trục. độ phóng đại được định nghĩa là:

$$\beta = \frac{y'}{y}$$

Xét các tam giác đồng dạng ABC, A'B'C', ta có:

$$\frac{\overline{B'A'}}{\overline{BA}} = \frac{\overline{B'C'}}{\overline{BC}}$$

$$\text{hay } \frac{y'}{y} = \frac{\overline{B'C}}{\overline{BC}} = \frac{\overline{B'O} + \overline{OC}}{\overline{BO} + \overline{OC}} = \frac{-d' + R}{-d + R}$$

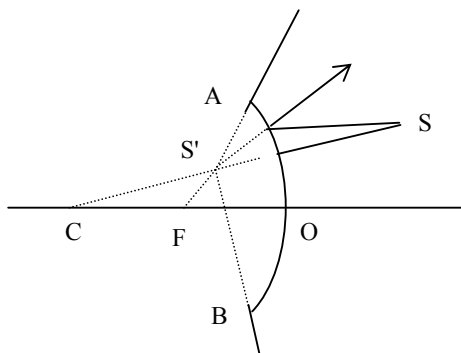
theo công thức (2.3), ta có:

Từ hai công thức trên, suy ra :

$$\boxed{\beta = \frac{-d'}{d}} \quad (2.6)$$

4. Thị trường của gương.

Thị trường của gương là khoảng không gian ở phía trước gương để nếu vật ở trong khoảng không gian này thì mắt sẽ nhìn thấy ảnh của nó qua gương.



HÌNH 16

Trong hình 16, mắt người quan sát S đặt trước gương cầu lồi AOB. điểm S' là ảnh của S cho bởi gương. Thị trường của gương là khoảng không gian giới hạn bởi hình nón đỉnh S', các đường sinh trạtrên chu vi của gương. Bất kì vật nào nằm trong thị trường đều có thể cho chùm tia sáng tới gương để phản xạ tới mắt S, do đó mắt nhìn thấy vật :

Thị trường của gương cầu lồi lớn hơn so với các loại gương khác (gương phẳng, gương lõm) có cùng kích thước, vì vậy thường được dùng làm gương nhìn sau trên các loại xe.

5. Một số ứng dụng của gương.

Trong kỹ thuật, gương phẳng chủ yếu dùng để đổi phương và chiều truyền của chùm tia sáng. Nhờ vậy có thể thu ngắn kích thước của máy móc hay từ dưới mặt biển có thể quan sát các vật ở trên mặt biển, từ trong lòng đất có thể quan sát các vật ở trên mặt đất.

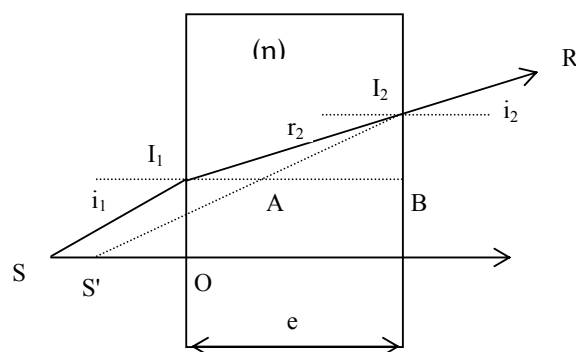
Gương cầu lõm thường được sử dụng với trường hợp chùm tia song song. Khi cần có chùm tia sáng rọi theo một hướng nhất định, thí dụ trong các đèn pha, người ta đặt nguồn sáng tại tiêu điểm của gương cầu lõm. Chùm tia phản xạ từ gương là chùm tia song song định hướng được.

Gương cầu lõm còn dùng để thu ảnh các vật ở xa, như các thiên thể, hiện trên mặt phẳng tiêu của gương. Các gương cầu với bán kính mở (bán kính khẩu độ) lớn cho ảnh với phẩm chất tốt mà việc chế tạo các gương như vậy tương đối không phức tạp bằng việc chế tạo các thấu kính có công dụng tương đương. Vì vậy, trong các kính thiên văn lớn, người ta dùng gương thay cho thấu kính.

Gương cầu lõm còn dùng để tập trung năng lượng của ánh sáng mặt trời trong các pin mặt trời, bếp mặt trời...

SS3. CÁC MẶT PHẪNG KHÚC XẠ.

1. Bản hai mặt song song.



HÌNH 17

Có một môi trường trong suốt chiết suất n , bề dài e , được giới hạn bởi hai mặt phẳng song song. Nếu môi trường được đặt trong không khí chẳng hạn, các mặt giới hạn trở thành các mặt phẳng khúc xạ. Chúng ta hãy xét sự tạo ảnh của vật S ở cách bản một khoảng cách hữu hạn (H - 17). Tia SO đến vuông góc và truyền thẳng qua bản. Tia SI_1 đến bản dưới góc i_1 . Các góc i_1, i_2 liên hệ với nhau theo định luật khúc xạ. Dễ dàng thấy rằng $i_1 = i_2$ và do đó $r_1 = r_2$. Để đơn giản ta kí hiệu chung là các góc i và r . Như vậy tia ló I_2R song song với tia tới SI_1 . Giao điểm S của I_2R và SO là ảnh ảo của S .

Khoảng cách giữa ảnh và vật

Chúng ta hãy xác định đoạn SS'

$$\left. \begin{aligned} SS' &= e - AB \\ AB &= \frac{I_2B}{\tan i} = \frac{e \cdot \tan r}{\tan i} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \boxed{SS' = e \left(1 - \frac{\tan r}{\tan i}\right)} \quad (3.1)$$

Khoảng cách SS' phụ thuộc vào góc tới i . Thành thử, chùm tia phân kì xuất phát từ S đến bản dưới các góc tới khác nhau sẽ ứng với các vị trí của S' khác nhau. Kết quả là ảnh của điểm qua bản hai mặt song song không còn là điểm nữa. Chúng ta xét trường hợp gần đúng khi góc tới i là nhỏ. Khi đó, có thể xem:

$$\frac{\tan r}{\tan i} \approx \frac{\sin r}{\sin i} = \frac{1}{n}$$

Vậy khoảng cách giữa ảnh và vật là:

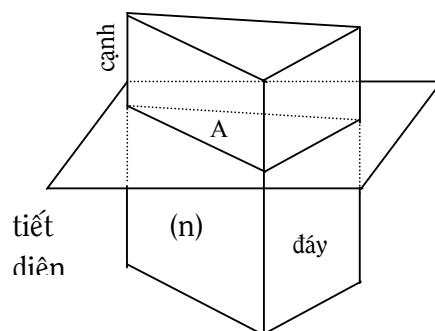
$$\boxed{SS' = e \left(1 - \frac{1}{n}\right)} \quad (3.2)$$

Như vậy để ảnh còn rõ nét, chùm tia tới bản phải là chùm tia hẹp đi gần pháp tuyến

2. Lăng kính.

a- Định nghĩa:

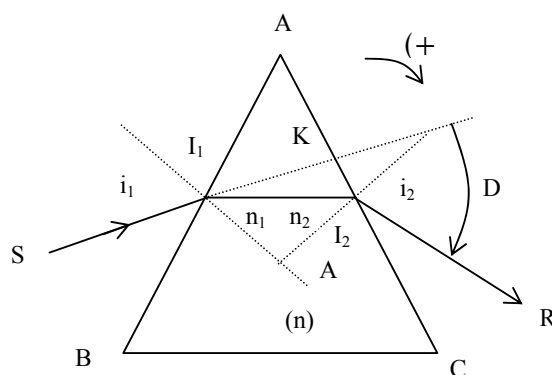
Lăng kính là một môi trường trong suốt được giới hạn bởi hai mặt phẳng không song song



HÌNH 18

Hai mặt phẳng giới hạn này là các mặt khúc xạ. Góc A hợp bởi hai mặt này là góc ở đỉnh của lăng kính. Giao tuyến của hai mặt khúc xạ là cạnh của lăng kính. Mặt đối diện với cạnh là mặt đáy. Mọi mặt phẳng vuông góc với cạnh lăng kính là mặt phẳng thiết diện chính. Chúng ta giới hạn sự khảo sát trong trường hợp đường truyền của chùm tia sáng nằm trong thiết diện chính.

b- Góc lệch của chùm tia sáng qua lăng kính – độ lệch cực tiểu.



HÌNH 19

Cho một chùm tia sáng song song, đơn sắc SI, tới mặt khúc xạ thứ nhất của lăng kính. Chùm tia truyền qua lăng kính, khúc xạ ở hai mặt của lăng kính và ló ra theo phương I2R. Góc D là góc lệch giữa chùm tia ló I2R và chùm tia tới SI1.

Xét tam giác KI1I2, ta thấy độ lệch D là :

$$D = (-i_1 + r_1) + (i_2 - r_2) = i_2 - i_1 + r_1 - r_2$$

Với qui ước về dấu như sau : các góc được kể là dương nếu chiều quay từ pháp tuyến tới tia cùng chiều quay của kim đồng hồ, được kể là âm nếu chiều quay trên ngược chiều kim đồng hồ.

Xét tam giác HI1I2, ta có:

$$A = r_2 - r_1$$

$$\text{Vậy: } D = i_2 - i_1 - A$$

Tóm lại, ta có các công thức về lăng kính :

$$\begin{aligned}\sin i_1 &= n \sin r_1 \\ \sin i_2 &= n \sin r_2 \\ A &= r_2 - r_1 \\ D &= i_2 - i_1 - A\end{aligned}$$

(3.3)

n là chiết suất của lăng kính

$$\begin{aligned}\text{Nếu các góc } i_1 \text{ và } A \text{ nhỏ :} \\ i_1 &= n r_1 ; i_2 = n r_2 \\ A &= r_2 - r_1 ; D = (n-1)A\end{aligned}$$

Bây giờ, ta hãy xác định điều kiện ứng với độ lệch cực tiểu. Góc D có giá trị là một cực trị khi : $\frac{dD}{di_1} = 0$

$$\text{hay } \frac{dD}{di_1} = \frac{di_2}{di_1} - 1 = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{di_2}{di_1} = 1$$

mặt khác, từ các công thức lăng kính, ta có :

$$\cos i_1 \cdot d i_1 = n \cos r_1 \cdot d r_1$$

$$\cos i_2 \cdot d i_2 = n \cos r_2 \cdot d r_2$$

$$d r_2 = d r_1$$

$$\text{suy ra: } \frac{di_2}{di_1} = \frac{\cos r_2 \cdot \cos i_1}{\cos r_1 \cdot \cos i_2} = 1$$

$$\text{vậy } \cos r_2 \cdot \cos i_1 = \cos r_1 \cdot \cos i_2$$

$$\text{hay } \cos^2 r_2 \cdot \cos^2 i_1 = \cos^2 r_1 \cdot \cos^2 i_2$$

$$\text{suy ra : } \sin^2 i_1 = \sin^2 i_2$$

$$\text{hay } i_1 = \pm i_2$$

ta lấy $i_1 = -i_2$ vì $i_1 = i_2$ không thích hợp (nếu $i_1 = i_2$ thì $A=0$, $D=0$, đó là trường hợp bản hai mặt song song). Khảo sát thực nghiệm xác nhận kết quả trên ($i_1 = -i_2$) ứng với độ lệch cực tiểu D_m

$$\text{Vậy } D_m = i_2 - i_1 - A = -2i_1 - A$$

$$\text{suy ra } i_1 = \frac{D_m + A}{2}$$

$$\text{và } A = r_2 - r_1 = -2r_1$$

$$\text{suy ra : } r_1 = \frac{-A}{2}$$

Từ công thức $\sin i_1 = n \sin r_1$, suy ra :

$$\sin \frac{D_m + A}{2} = n \sin \frac{A}{2}$$

Khi có độ lệch cực tiểu ($|i_1| = |i_2|$), đường đi tia sáng qua lăng kính đối xứng qua mặt phẳng phân giác của góc A.

C- Sự biến thiên của góc lệch D theo chiết suất của lăng kính ứng với các đơn sắc – Sự tán sắc

Chiết suất của các môi trường biến thiên theo bước sóng của ánh sáng. Vì vậy, khi ta chiếu một tia sáng tạp (gồm nhiều ánh sáng đơn sắc có các bước sóng khác nhau) qua lăng kính, góc lệch ứng với các đơn sắc sẽ khác nhau. Ta khảo sát sự biến thiên của góc lệch D theo sự biến thiên của chiết suất

Làm phép tính vi phân đối với các công thức (3.3) và nhớ rằng A và i_1 là các trị bất biến trong các phép tính này, ta có :

$$0 = n \cdot \cos r_1 \cdot dr_1 + \sin r_1 \cdot dn \quad (3.5)$$

$$\cos i_2 \cdot di_2 = n \cos r_2 \cdot dr_2 + \sin r_2 \cdot dn \quad (3.6)$$

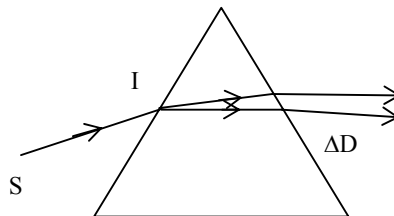
$$0 = dr_2 - dr_1$$

$$dD = di_2 \quad (3.7)$$

Nhân hai vế của (3.5) với $\cos r_2$ và hai vế của (3.6) với $\cos r_1$, đồng thời thay di_2 bằng dD và dr_2 bằng dr_1 , sau đó trừ các kết quả với nhau, ta có :

$$\cos r_1 \cdot \cos i_2 \cdot dD = dn \cdot \sin (r_2 - r_1) = dn \sin A$$

$$\text{Vậy } \frac{dD}{dn} = \frac{\sin A}{\cos r_1 \cos i_2}$$



HÌNH 20

Nếu n và $n + \Delta n$ là chiết suất của lăng kính ứng với các bước sóng λ và $\lambda + \Delta \lambda$ và giả sử lăng kính thỏa mãn điều kiện góc lệch cực tiểu đối với bước sóng λ , ΔD là góc tán sắc giữa hai chùm tia ứng với λ và $\lambda + \Delta \lambda$ được xác định như sau :

$$\frac{\Delta D}{\Delta n} \approx \frac{dD}{dn} = \frac{\sin A}{\cos i_1 \cdot \cos i_2} = \frac{2 \sin \frac{A}{2} \cdot \cos \frac{A}{2}}{\cos \frac{A}{2} \cdot \cos i_{2m}}$$

$$\frac{\Delta D}{\Delta n} \approx - \frac{2 \sin i_{1m}}{\cos i_{1m}}$$

trong đó, i_{1m} và i_{2m} là các trị số của góc i_1 và i_2 khi có độ lệch cực tiểu.

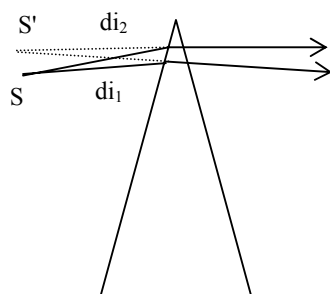
Vậy:

$$\Delta D = -2 \operatorname{tg} i_{1m} \frac{\Delta n}{n} \quad (3.9)$$

Do tính chất này nên lăng kính được dùng để phân tích một chùm ánh sáng tạp thành các chùm tia sáng đơn sắc trong các máy quang phổ.

d. Vài ứng dụng của lăng kính :

* Ảnh cho bởi lăng kính :



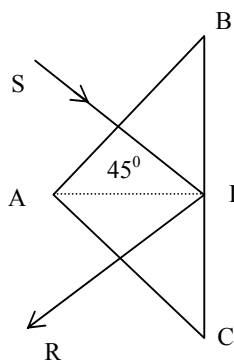
- Nếu vật ở vô cực, chùm tia tới (đơn sắc) song song với lăng kính, chùm tia ló ra cũng song song, ta được một ảnh rõ ở vô cực (trong các máy quang phổ)

Hình 21

- Khi vật cách lăng kính một đoạn hữu hạn, trong trường hợp tổng quát, ảnh của vật không rõ. Ảnh của một điểm không phải là một điểm. Tuy nhiên, người ta chứng minh được: ảnh S' của một điểm S có thể coi là một điểm khi chùm tia sáng phát xuất từ S đến lăng kính ở gần cạnh của lăng kính và thỏa mãn gần đúng điều kiện có độ lệch cực tiểu. Khi đó:

$$\frac{dD}{di_1} = \frac{di_2}{di_1} - 1 = 0 \quad \text{hay} \quad di_1 = di_2$$

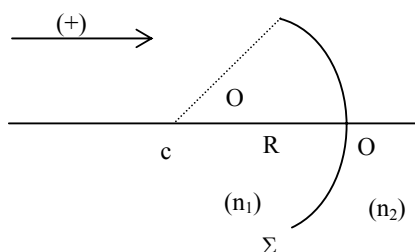
* Lăng kính phản xạ toàn phần :



HÌNH 22

Dùng một lăng kính với tiết diện chính là một tam giác vuông cân ABC. Chiếu một chùm tia sáng song song tới thẳng góc với mặt AB, tới BC tại I với góc tới 45° . Mà ta biết góc giới hạn $\approx 41^\circ 50'$ (với $n \approx 1,5$). Vậy tại I, ánh sáng phản xạ toàn phần, đi ra khỏi lăng kính theo phương IR.

SS4. MẶT CẦU KHÚC XẠ.

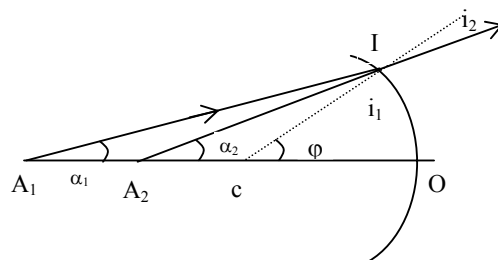


HÌNH 23

Ta gọi mặt cầu khúc xạ là hệ quang học gồm hai môi trường trong suốt có chiết suất khác nhau n_1 và n_2 được ngăn cách bởi một phần mặt cầu Σ . Để nghiên cứu mặt cầu khúc xạ, ta căn cứ vào các yếu tố sau đây: C là tâm của mặt cầu, O là đỉnh – đường thẳng qua CO gọi là quang trục chính. Các đường thẳng khác đi qua tâm C được gọi là các quang trục phụ. Đoạn $OC \approx R$ là bán kính của mặt cầu khúc xạ. Mọi mặt phẳng chứa quang trục chính được gọi là tiết diện chính của hệ, ví dụ như mặt phẳng hình vẽ. Góc θ (hình 23) được gọi là góc mở của mặt cầu.

Nếu chiều của ánh sáng truyền tới được qui ước là chiều dương ghi trên hình vẽ thì môi trường phía sau mặt Σ là môi trường ảnh thực, còn môi trường phía trước là môi trường vật thực.

1. Công thức mặt cầu khúc xạ.



HÌNH 24

Ta xét ảnh của điểm A_1 nằm trên quang trục. Và chỉ xét các tia đi gần trục OC. Chọn tia thứ nhất là tia A_1C , trùng với quang trục. Tia này truyền thẳng qua mặt khúc xạ. Vì vậy ảnh sẽ nằm trên quang trục (H. 24). Tia thứ hai dùng để xác định ảnh là tia A_1I , tới mặt khúc xạ dưới góc tới i_1 . Góc khúc xạ tương ứng trong môi trường thứ hai là i_2 . Vì là tia gần trục, góc i_1 và i_2 là bé, để có thể viết định luật khúc xạ gần đúng dưới dạng :

$$n_1 i_1 \approx n_2 i_2 \quad (4.1)$$

Từ hình vẽ ta có các hệ thức sau :

$$i_1 = \varphi - \alpha_1 \quad \text{và} \quad i_2 = \varphi - \alpha_2$$

$$\varphi = \frac{OI}{OC}, \quad \alpha_1 = \frac{OI}{OA_1}, \quad \alpha_2 = \frac{OI}{OA_2}$$

Như vậy, theo định luật khúc xạ (1.5) ta có :

$$n_1 \left(\frac{\overline{OI}}{\overline{OC}} - \frac{\overline{OI}}{\overline{OA_1}} \right) = n_2 \left(\frac{\overline{OI}}{\overline{OC}} - \frac{\overline{OI}}{\overline{OA_2}} \right)$$

\overline{OC} là bán kính R của mặt cầu, $\overline{OA_1}$ và $\overline{OA_2}$ là khoảng cách đến vật và đến ảnh kể từ đỉnh mặt cầu. Ta đặt $\overline{OG} = p$ và $\overline{OG'} = p'$. Thay vào biểu thức trên ta được công thức mặt cầu khúc xạ :

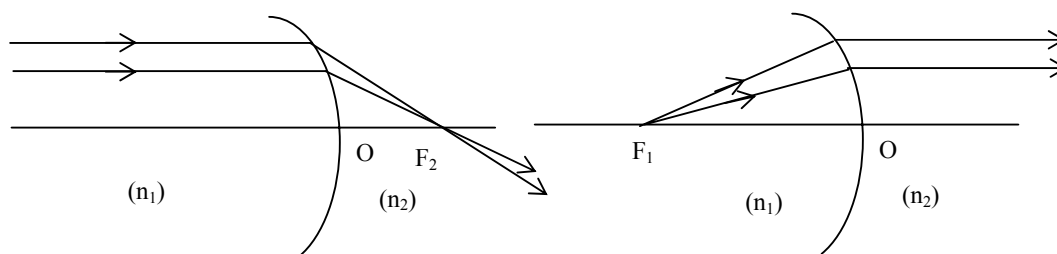
$$\boxed{\frac{n_2}{p'} - \frac{n_1}{p} = \frac{n_2 - n_1}{R}} \quad (4.2)$$

Đại lượng bên vế phải $\phi = \frac{n_2 - n_1}{R}$ được gọi là tụ số của quang hệ. Giá trị của ϕ là giá trị đại số, nó cho biết xu thế đi về gần quang trục hay đi ra xa của các chùm tia khúc xạ. đơn vị đo tụ số là “điốp” nếu chiều dài tính ra mét

Chú ý : đối với mặt cầu khúc xạ, ta chỉ có ảnh rõ khi các tia tới đi gần trục chính.

2. Các tiêu điểm, mặt phẳng liên hợp và mặt phẳng tiêu.

a- Các tiêu điểm:



HÌNH 25

Cho chùm tia sáng song song với quang trục tới quang hệ. sau khi khúc xạ chùm tia hội tụ tại F₂ (H.25). F₂ được gọi là tiêu điểm ảnh. F₂ là thực nếu nó nằm trong không gian ảnh thực. Tương tự, nếu có chùm tia xuất phát từ F₁ trên quang trục, sau khi khúc xạ trở thành chùm song song với quang trục (H.25), thì F₁ được gọi là tiêu điểm vật. Tiêu điểm F₁ là thực nếu nó nằm trong không gian vật thực. Các đoạn thẳng $\overline{OF_2} = f_2$ và $\overline{OF_1} = f_1$ được gọi là các tiêu cự ảnh và tiêu cự vật. Các tiêu cự cũng mang dấu theo qui ước chung.

Dễ dàng dùng công thức (4.2) để xác định các tiêu cự

Kết quả là

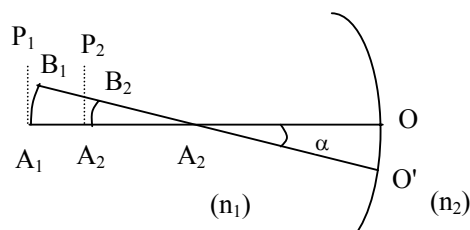
$$\boxed{f_1 = \frac{-n_1 R}{n_2 - n_1} = \frac{-n_1}{\phi}} \quad \text{và} \quad \boxed{f_2 = \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} = \frac{n_2}{\phi}} \quad (4.3)$$

Tỉ số giữa hai tiêu cự :

$$\boxed{\frac{f_2}{f_1} = -\frac{n_2}{n_1}} \quad (4.4) \quad \text{hay} \quad \phi = \frac{-n_1}{f_1} = \frac{n_2}{f_2}$$

Biểu thức (4.4) cho thấy độ dài tuyệt đối của các tiêu cự tỉ lệ với chiết suất của môi trường tương ứng và 2 tiêu điểm luôn luôn nằm về hai phía của mặt cầu khúc xạ.

b- Mặt phẳng liên hợp :



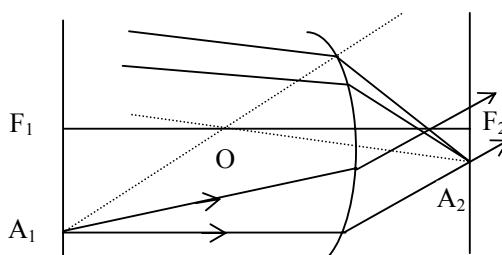
HÌNH 26

Chú ý vào H. 26, chúng ta tiếp tục phân tích như sau :

Điểm A2 là ảnh của điểm A1 nằm trên quang trục A1C. Hai điểm A1 và A2 được gọi là hai điểm liên hợp. Xét quang trục khác, ví dụ CO'. Nếu vật đặt tại B1 sao cho CB1 = CA1 thì ảnh sẽ ở tại B2 (H. 26), với CB2 = CA2. Cặp điểm B1, B2 cũng là cặp điểm liên hợp. Suy rộng ra, các mặt cầu có vết là các cung A1B1 và A2B2 là các mặt liên hợp.

Trong trường hợp gần đúng với góc G nhỏ có thể xem hai mặt phẳng P1 và P2 (H.26) thẳng góc với quang trục qua A1 và A2 là hai mặt liên hợp.

c- Các mặt phẳng tiêu :

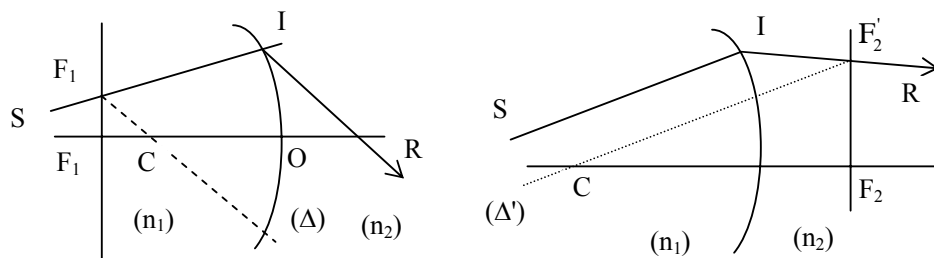


HÌNH 27

Hai mặt phẳng vuông góc với quang trục đi qua F1 và F2 được gọi là mặt phẳng tiêu vật và mặt phẳng tiêu ảnh. Các mặt phẳng tiêu liên hợp với các mặt phẳng ở vô cực. Nếu có chùm tia xuất phát từ điểm A1 trên mặt phẳng tiêu vật, ta thấy A1 nằm trên quang trục A1C tương đương với F1 nằm trên quang trục chính F1C. Vì vậy, có thể suy ra rằng, chùm tia khúc xạ là chùm song song với trục A1C (H.27). Bây giờ, nếu có chùm tia tới song song với phương A2 quang trục CA2, thì chùm tia khúc xạ sẽ hội tụ tại điểm A2 trên mặt phẳng tiêu ảnh. Các điểm A1, A2 trên các mặt phẳng tiêu được gọi là các tiêu điểm phụ. Các tiêu điểm phụ thường được sử dụng để dựng hình.

3. Vẽ tia khúc xạ.

- Các tia đặc biệt :
 - Tia tới song song với trục chính, tia khúc xạ đi qua tiêu điểm ảnh
 - Tia tới qua tiêu điểm vật, tia khúc xạ song song với trục chính
 - Tia tới qua tâm C sẽ truyền thẳng
- Tia tới bất kỳ:

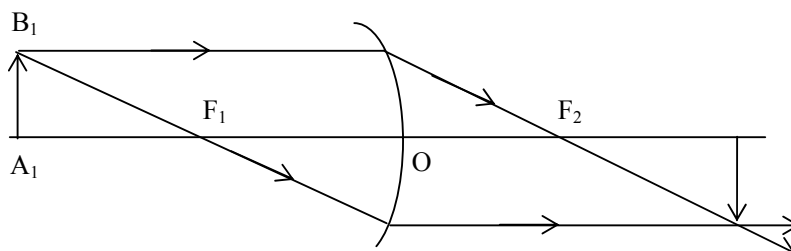


Hình 27bis

Tia khúc xạ song song với trục phụ Δ (Δ đi qua tiêu điểm vật phụ F'_1 , giao điểm của tia tới SI và mặt phẳng tiêu vật)

Tia khúc xạ đi qua tiêu điểm ảnh phụ F'_2 (giao điểm của trục phụ Δ' song song với tia tới SI với mặt phẳng tiêu ảnh)

4- Cách dựng ảnh. Độ phóng đại.



HÌNH 28

Ta dựng ảnh của một vật A_1B_1 có kích thước nhỏ, đặt vuông góc với quang trục. Muốn vậy ta chỉ cần hai trong ba tia đặc biệt phát xuất từ B_1 , vẽ hai tia ló tương ứng, ta được ảnh B_2 của B_1 . Hạ đường thẳng góc xuống trục quang học, ta được ảnh A_2B_2

Độ phóng đại được định nghĩa là :

$$\beta = \frac{\overline{A_2B_2}}{\overline{A_1B_1}}$$

Từ hai tam giác có đỉnh F_1 , ta có :

$$\beta = -\frac{\overline{OF_1}}{\overline{F_1A_1}} = -\frac{f_1}{x_1} \quad \text{vôùi} \quad x_1 = \overline{F_1A_1}$$

Từ hai tam giác có đỉnh chung F_2 , ta có:

$$\beta = -\frac{\overline{F_2 A_2}}{\overline{OF_2}} = -\frac{x_2}{f_2} \text{ với } x_2 = \overline{F_2 A_2}$$

$$\text{suy ra : } \boxed{x_1 x_2 = f_1 f_2}$$

ta cũng có thể viết như sau :

$$\beta = -\frac{\overline{OF_1}}{\overline{F_1 A_1}} = -\frac{\overline{OF_1}}{\overline{F_1 O} + \overline{OA_1}} = -\frac{f_1}{-f_1 + p_1} = -\frac{f_1}{f_1 - p_1} \quad (4.5 \text{ a})$$

$$\text{hay từ } \beta = -\frac{\overline{F_2 A_2}}{\overline{OF_2}} \text{ suy ra } \beta = \frac{f_2 - p_2}{f_2} \quad (4.5 \text{ b})$$

hay từ :

$$\frac{n_2}{p_2} - \frac{n_1}{p_1} = \phi = -\frac{n_1}{f_1} \quad \Rightarrow \quad f_1 = \frac{n_1 p_1 p_2}{n_1 p_2 - n_2 p_1}$$

thế vào (4.5 a), ta được :

$$\beta = \frac{n_1 p_2}{n_2 p_1}$$

Độ phóng đại β thường được gọi là độ phóng đại dài, đó chính là độ phóng đại theo phương vuông góc với quang trục. Chúng ta thử tính độ phóng đại β dọc theo trục, được gọi là độ phóng đại trục.

Nếu vật được đặt tại khoảng cách p_1 có kích thước dọc theo trục là một đại lượng bé $\Delta \overline{p_1}$, ảnh của vật ở tại khoảng cách p_2 và có kích thước dọc theo trục là $\Delta \overline{p_2}$, thì độ phóng đại trục là:

$$\boxed{\gamma = \frac{\Delta p_2}{\Delta p_1}}$$

Thực hiện phép tính vi phân đối với (4.2), ta được: $\frac{-n_2 dp_2}{p_2^2} + \frac{-n_1 dp_1}{p_1^2} = 0$

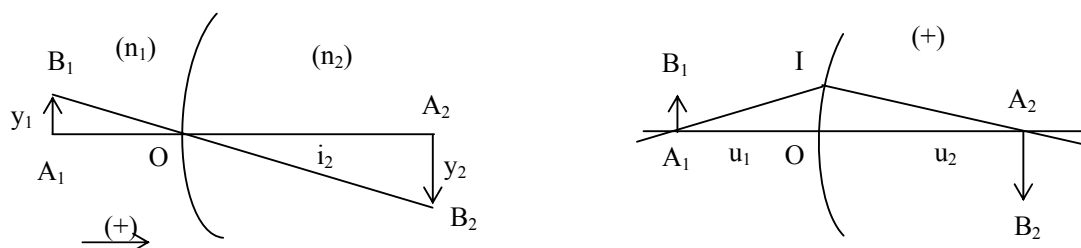
ta có thể lấy $\Delta p_2 \approx dp_2$ và $\Delta p_1 \approx dp_1$

Vậy :

$$\gamma = \frac{\Delta p_2}{\Delta p_1} = \frac{n_1 p_2}{n_2 p_1} = \boxed{\frac{n_2}{n_1} \beta^2 = \gamma}$$

5. Bất biến Lagrăng – Hemhôn (Lagrange - Helmholtz).

Hệ thức Lagrăng – Hemhôn



Hình 29 a và b

O = đỉnh của chỏm cầu

A_1A_2 là trục

B_1O và OB_2 là một cặp tia liên hợp

Ta có : $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$

đối với các tia đi gần trục, ta có :

$$n_1 \frac{y_1}{-p_1} = n_2 \frac{-y_2}{p_2} \implies n_1 y_1 \frac{p_2}{p_1} = n_2 y_2 \quad (46)$$

gọi u_1 và u_2 là các góc hợp bởi trục và các tia liên hợp A_1I và IA_2

$$\text{Ta có :} \quad \text{tg}(-u_1) = \frac{\overline{OI}}{-p_1} \approx -u_1$$

$$\text{tg}(u_2) = \frac{\overline{OI}}{p_2} \approx u_2$$

Suy ra : $u_1 p_1 = u_2 p_2$

$$\text{hay } \frac{p_2}{p_1} = \frac{u_1}{u_2}$$

thay kết quả này vào (46), ta có biểu thức :

$$\boxed{n_1 y_1 u_1 = n_2 y_2 u_2} \quad (47)$$

Biểu thức (47) có tên gọi là bất biến La-giăng – Hem-hôn

Biểu thức cho thấy rằng trong hệ mặt cầu khúc xạ tích ba đại lượng $n y u$ không đổi qua các môi trường. Trên đây chúng ta đã thu được một số biểu thức miêu tả qui luật tạo ảnh của hệ mặt cầu khúc xạ – ta nhận thấy có sự tương tự trường hợp gương cầu.

- Một cách hình thức, nếu thay $n_1 = -n_2$, các biểu thức trên sẽ áp dụng đúng với gương cầu.

Ví dụ, từ (42) :

$$\frac{n_2}{p_2} - \frac{n_1}{p_1} = \frac{n_2 - n_1}{R}, \text{ thay } n_1 = -n_2, \text{ ta có : } \frac{1}{p_2} + \frac{1}{p_1} = \frac{2}{R}$$

Đó là công thức của gương cầu.

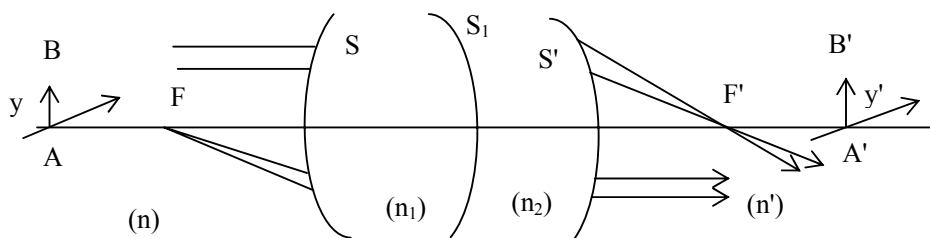
Liên hệ giữa mặt phẳng và mặt cầu, chúng ta thấy rằng mặt phẳng là trường hợp riêng của mặt cầu với $R = \infty$. Vì vậy, tất nhiên các công thức của gương cầu và mặt cầu khúc xạ nếu ta cho $R = \infty$, sẽ áp dụng đúng với trường hợp gương phẳng và mặt phẳng khúc xạ.

SS 5. QUANG HỆ ĐỒNG TRỤC.

Là một quang hệ gồm các mặt phẳng, mặt cầu khúc xạ ngăn cách các môi trường trong suốt có chiết suất khác nhau, tâm của các mặt khúc xạ cùng nằm trên một đường thẳng – đường thẳng đó được gọi là trục chính của hệ.

Chúng ta sẽ nghiên cứu qui luật tạo ảnh của quang hệ xuất phát từ tính chất của các điểm đặc biệt của quang hệ.

1. Hai tiêu điểm và hai điểm chính.



HÌNH 30

Cũng như trước đây, chúng ta giới hạn xét các chùm tia gần trục, sao cho sự gần đúng về chỗ đồng quy của chùm tia được bảo toàn. Trong trường hợp này, ta có bất biến Lagrăng Hemhôn đối với mỗi mặt khúc xạ.

Có thể viết dãy đẳng thức :

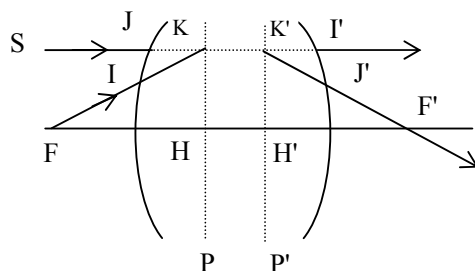
$$nyu = n_1y_1u_1 = n_2y_2u_2 = n'u'y'$$

Nếu chỉ chú ý đến môi trường trước và sau quang hệ, ta có:

$$nyu = n'y'u'$$

Trong trường hợp tính đồng quy của chùm tia được bảo toàn, chùm tia tới song song với quang trục chính, sau khi ra khỏi quang hệ chúng sẽ hội tụ qua F' . F' là ảnh liên hợp với vật ở xa vô cực nằm trên quang trục chính – F' là tiêu điểm ảnh chính. Ta lập luận tương tự để xác định tiêu điểm vật chính F (chùm tia phát xuất từ F ứng với chùm tia ló song song với quang trục chính) (hình 30). Các tiêu điểm F và F' đều có thể thực hay ảo (xác định bằng không gian vật thực và không gian ảnh thực). Tương ứng với hai tiêu điểm F và F' , ta có hai mặt phẳng tiêu. Đó là hai mặt phẳng vuông góc với quang trục chính tại F và F' . Các điểm ở trên mặt phẳng tiêu, khác F hay F' , được gọi là các tiêu điểm phụ

2. Điểm chính 2 mặt phẳng chính.



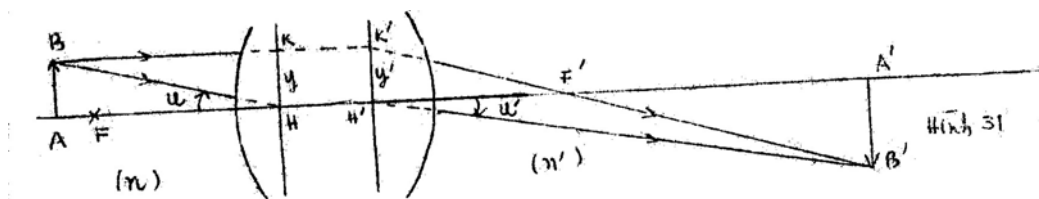
HÌNH 31

Xét tia SJ song song với quang trục, tia ló là J'F'. Trong các tia tới đi qua F, ta chọn một tia FI sao cho tia ló là IR (song song với quang trục) có cùng giá với tia SJ. Các điểm K và K' (giao điểm của SJ với FI và I'R với J'F') là hai điểm liên hợp. Các mặt phẳng p và p' đi qua K và K' và thẳng góc với trục quang học được gọi là hai mặt phẳng chính. p được gọi là mặt phẳng chính vật. p' được gọi là mặt phẳng chính ảnh. Các điểm H và H' (giao điểm của p và p' với quang trục) được gọi là các điểm chính. H và H' là hai điểm liên hợp. Nói chung với các cặp điểm K và K' bất kỳ trên mặt phẳng chính và ở gần quang trục, ta có $\overline{HK} = \overline{H'K'}$, độ phóng đại $\gamma = \frac{\overline{H'K'}}{\overline{HK}} = +1$ (ảnh vật bằng nhau và cùng chiều)

Các khoảng cách $\overline{HF} = f$ và $\overline{H'F'} = f'$ được gọi là các tiêu cự vật và tiêu cự ảnh. Thứ tự về vị trí của các điểm F, H, H', F' trên hình 31 chỉ là một trường hợp có thể mà thôi.

3. Liên hệ giữa hai tia liên hợp qua hai điểm chính.

- Tia BK song song trục chính (tia ló qua F')

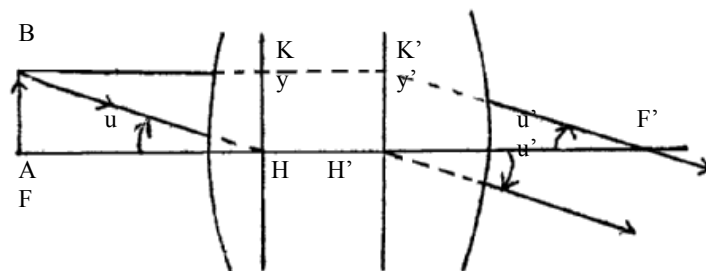


- Tia tới BH qua điểm chính H, tia ló qua H'. Xét hai tia liên hợp qua H và H' (là hai tia BH và H'B'), áp dụng bất biến Lagrange Helmholtz với các điểm H và H' (của vật là HK và ảnh là H'K') : $n y u = n' y' u'$

$$\text{Vì } y = y' \Rightarrow \boxed{n u = n' u'}$$

$$\text{hay } \boxed{\frac{u'}{u} = \frac{n}{n'}} \quad (5.2)$$

4. Hệ thức giữa các tiêu cự.



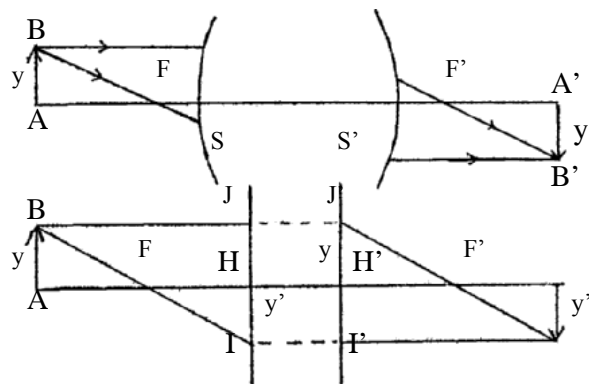
HÌNH 32

Đề ABC mặt phẳng tiêu : $K'F' \parallel H'R$
ta có :

$$\begin{aligned} y &= u (-f) \\ y' &= u' f' \\ \Rightarrow -uf &= u' f' \\ \Rightarrow \frac{f'}{f} &= -\frac{u}{u'} \Rightarrow \frac{f'}{f} = -\frac{n'}{n} \end{aligned} \quad (5.3)$$

5. Cách dựng ảnh và các công thức.

Xét một vật AB nhỏ đặt vuông góc với quang trục (H. 33). Ta sử dụng 2 trong 3 tia đặc biệt để xác định ảnh. Ở đây cần lưu ý rằng chỉ cần biết 4 yếu tố F , F' , H và H' (hoặc thêm nữa là n và n') là ta có thể dựng được hình. Các tia sáng thực chỉ có thể xác định đầy đủ nếu có đầy đủ các thông số của hệ đồng trục.



Hình 33

Trong trường hợp biết được các mặt ngăn cách đầu và cuối S và S' thì có thể xác định được các chùm tia liên hợp trước S và sau S' như các hình vẽ 33. Dưới đây khi thành lập các công thức, các khoảng cách được tính trừ các điểm gốc là H và H' .

Từ hai tam giác đồng dạng có đỉnh chung là F và F' , ta có :

$$\frac{-y'}{y} = \frac{-f}{x} \quad \text{và} \quad \beta = \frac{y'}{y} = \frac{-f}{x}$$

$$\frac{-y'}{y} = \frac{+x'}{+f'} \rightarrow \beta = \frac{y'}{y} = \frac{-x'}{f'}$$

Vậy ta đi đến công thức Niuton :

$$\frac{f}{x} = \frac{x'}{f'} \rightarrow \boxed{xx' = ff'} \quad (5.4)$$

Các khoảng cách x và x' có thể biểu diễn qua P và P' :

$$(-x) = (-p) - (-f) \rightarrow x = p - f \quad (5.5)$$

$$(\overline{FA} = \overline{HA} - \overline{HF} = p - f) \text{ và } x' = p' - f'$$

Thay các giá trị của x và x' theo (5.5) vào (5.4), biến đổi, ta được :

$$\frac{f'}{p'} + \frac{f}{p} = 1 \quad (5.6)$$

Liên hệ với tỉ số của 2 tiêu cự : \bar{G} , từ biểu thức (5.6) có thể dẫn đến biểu thức :

$$\boxed{\frac{n'}{p'} - \frac{n}{p} = \frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f} = \phi} \quad (5.7)$$

ϕ là tụ số của hệ quang học.

Đó là dạng đã biết trong trường hợp mặt cầu khúc xạ.

Đối với hệ số phóng đại \bar{G} nếu thay giá trị $x' = p' - f'$ vào biểu thức \bar{G} ta được :

$$\beta = 1 - \frac{p'}{f'}$$

Rút giá trị f' từ công thức (5.7) thay vào biểu thức trên, đi đến:

$$\boxed{\beta = -\frac{np'}{n'p}} \quad (5.8)$$

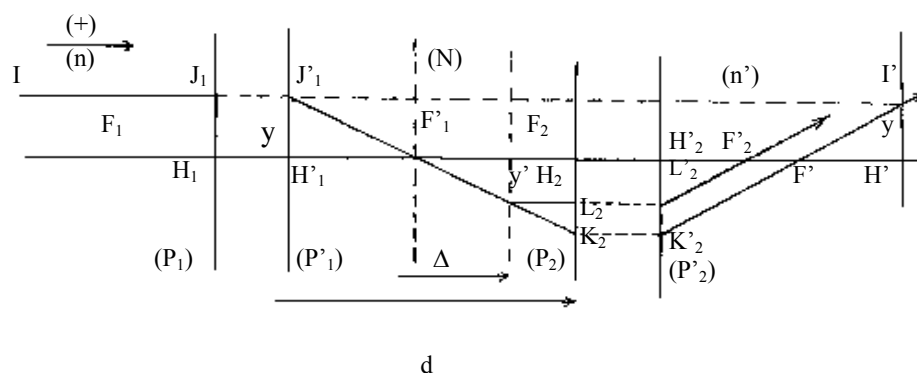
Trong trường hợp các môi trường ở trước và sau quang hệ có chiết suất bằng nhau $n' = n$, các công thức sẽ có dạng đơn giản hơn như sau :

$$\boxed{\begin{aligned} f' &= -f \\ xx' &= -f^2 \\ \frac{1}{p'} - \frac{1}{p} &= \frac{1}{f'} = \frac{\phi}{n} \\ \beta &= \frac{p'}{p} \end{aligned}} \quad (5.9)$$

SS6. SỰ KẾT HỢP CỦA HAI HỆ ĐỒNG TRỤC.

Có hai quang hệ đồng trục ($F_1H_1H'_1F'_1$) và ($F_2H_2H'_2F'_2$) được xếp đồng trục với nhau, như vậy hai hệ con – tạo thành một quang hệ đồng trục lớn. Chiết suất môi trường trước và sau hệ lớn là n và n' chiết suất giữa 2 hệ con là N. Khoảng cách giữa hai hệ con có thể xác định bằng khoảng cách :

$$\overline{F'_1 F_2} = \Delta \text{ hay } \overline{H'_1 H_2} = d$$



Hình 34

Các khoảng cách này cũng mang dấu theo qui ước chung. Tiêu cự các hệ con f_1 , f'_1 , f_2 , f'_2 đã biết trước.

1- Xác định 4 đặc điểm đặc biệt của quang hệ lớn bằng cách dựng hình.

Trước tiên chúng ta hãy xác định F' và H' (tiêu điểm ảnh chính và điểm chính thứ hai của hệ lớn).

Vẽ tia IJ_1 song song với quang trục chính (H. 34) đến hệ con thứ nhất. Tia ló qua tiêu điểm F'_1 và đến hệ con thứ hai, cắt mặt phẳng tiêu (F_2) tại C và cắt mặt phẳng chính (P_2) tại K_2 là điểm liên hợp với K_2 qua hệ con thứ hai. Để dựng tia ló xuất phát từ K_2 , ta sử dụng tính chất của tiêu điểm phụ C .

Từ C kẻ tia song song với quang trục chính, tia này cắt (P_2) và (P'_2) tại L_2 và L'_2 . Tia ló tương ứng sẽ qua tiêu điểm F'_2 .

Tia ló xuất phát từ K'_2 song song với tia $L'_2F'_2$ cắt quang trục tại F' , đó là tiêu điểm ảnh của hệ lớn.

Trở lại việc tìm điểm liên hợp với điểm I . Điểm cần tìm phải nằm trên tia ló H'_2F' và cách quang trục một khoảng $+y = \bar{G}$. Vì vậy, kéo dài đường IJ_1 , đường kéo dài cắt tia ló K'_2F' tại I' . Đó chính là điểm liên hợp với I . Từ I' hạ đường vuông góc xuống quang trục. Chân đường vuông góc là H' , điểm chính thứ hai của hệ lớn. Bằng cách tương tự, nhưng theo chiều ngược lại – từ phải sang trái, ta sẽ xác định được tiêu điểm vật và điểm chính thứ nhất của quang hệ lớn.

2- Tiêu cự của hệ lớn.

Từ hai tam giác vuông đồng dạng có đỉnh là F' và F'_2 , ta có hệ thức :

$$\frac{y}{y'} = \frac{\overline{H'F'}}{\overline{H'_2F'_2}} = \frac{f'_1}{f'_2}$$

$$\Rightarrow f' = \frac{y}{y'} f'_2$$

từ hai tam giác vuông đồng dạng đỉnh chung là F_1 , có :

$$\frac{y}{-y'} = \frac{f'_1}{\Delta}$$

thay tỉ số của biểu thức này vào f' :

$$f' = \frac{-f'_1 f'_2}{\Delta} \quad (6.1)$$

Tương tự có thể suy ra tiêu cự thứ nhất :

$$f = \frac{f_1 f_2}{\Delta}$$

3- Vị trí của các điểm chính của hệ lớn.

Lấy gốc là H'_2 . Ta đi xác định khoảng cách

$$\lambda_{H'} = \overline{H'_2 H'}$$

ta có : ($H' = \dot{G}$

Ta thấy đối với hệ con thứ hai thì F'_1 và F'_2 là hai điểm liên hợp. Áp dụng công thức Newton vào F'_1 và F'_2 :

$$\overline{F'_2 F'_1} \cdot \overline{F'_2 F} = f'_2 \cdot f'_2 \quad \text{vôùi} \quad \overline{F'_1 F_2} = \Delta$$

$$\overline{F'_2 F} = \frac{-f'_2 f'_2}{\Delta}$$

vậy

$$\ell_{H'} = f'_2 - \frac{f'_2 f'_2}{\Delta} + \frac{f'_1 f'_2}{\Delta} = \frac{f'_2}{\Delta} (\Delta - f'_2 + f'_1) = \frac{f'_2 \cdot d}{\Delta}$$

$$\boxed{\ell_{H'} = \frac{f'_2 d}{\Delta}}$$

Tương tự tính được khoảng cách đến điểm chính thứ nhất H từ H_1 :

$$\ell_H = \overline{H_1 H}$$

là:

$$\boxed{\ell_H = \frac{f_1 d}{\Delta}}$$

(6.5)

4- Tỷ số hệ lớn .

Ta có : \dot{G}

$$\phi = \frac{n'}{f'} \quad \text{với} \quad f' = \frac{-f'_1 f'_2}{\Delta}$$

$$\phi = \frac{-n' \Delta}{f'_1 f'_2} = \frac{-\Delta}{N} \frac{N}{f'_1} \frac{n'}{f'_2} = -\frac{\Delta}{N} \phi_1 \phi_2$$

Mà \dot{G}

Vậy \dot{G}

Trong đó :

$$\frac{f'_1}{N} = \frac{1}{\phi_1} ; \quad \frac{f'_2}{N} = \frac{1}{\phi_2}$$

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 - \frac{d}{N} \phi_1 \phi_2 \quad \text{ta có : } \ell_{H'} = \frac{f'_2}{\Delta} d$$

mà \dot{G} ($\dot{G} = \dot{G}$

$$\boxed{\ell_{H'} = \frac{f'_2}{\Delta} d = -\frac{n'}{N} d \frac{\phi_1}{\phi}}$$

(6.8)

Tương tự :

$$\boxed{\ell_H = \frac{n}{N} d \frac{\phi_2}{\phi}}$$

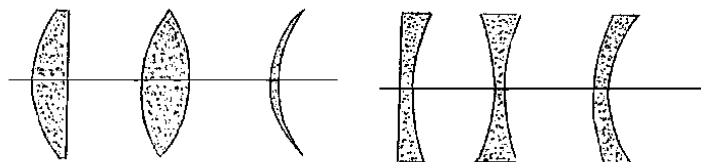
(6.9)

Việc nghiên cứu quang hệ đồng trục phức tạp thường được tiến hành bằng cách ghép dần hai quang hệ con.

SS 7. THẤU KÍNH.

Thấu kính là một môi trường trong suốt được giới hạn bởi hai mặt cầu khúc xạ. Đường thẳng qua hai tâm của hai mặt cầu (đồng thời vuông góc với các mặt) là quang trục chính của thấu kính. Sau đây là các dạng của thấu kính.

Trong trường hợp chung, môi trường trước và sau của thấu kính có thể có chiết suất khác nhau (và khác với chiết suất của thấu kính). Như vậy thấu kính chính là trường hợp quang hệ đồng trục gần hai mặt cầu khúc xạ ngăn cách ba môi trường chiết suất khác nhau.



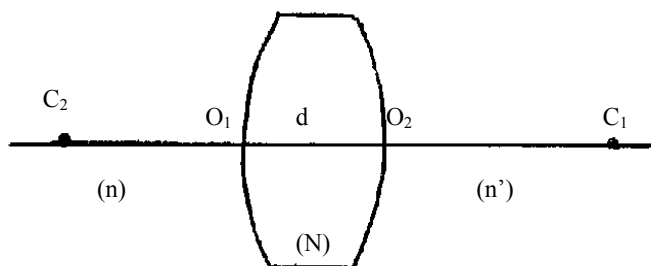
Hình 35

Trên hình vẽ 35, ta sơ bộ phân biệt hai loại thấu kính. Loại thấu kính thứ nhất có phần môi trường ở gần trục dày hơn. Loại thứ hai, môi trường ở gần trục mỏng hơn.

Sau đây, chúng ta sẽ dùng các kết quả của quang hệ đồng trục để khảo sát một số trường hợp thường gặp của thấu kính.

1. Thấu kính dày.

Xét một thấu kính dày chiết suất N , hai mặt giới hạn có đỉnh là O_1 với bán kính \bar{G} và O_2 với bán kính \bar{G} . Khoảng cách giữa hai mặt cầu khúc xạ \bar{G} . Môi trường trước và sau thấu kính có chiết suất là n và n' .



Hình 36

Ta xem thấu kính là một quang hệ đồng trục gồm hai hệ con. Mỗi hệ con là một mặt cầu khúc xạ. Trước tiên, ta tìm hai điểm chính của mỗi hệ con.

Đối với mặt cầu khúc xạ, độ phóng đại \bar{G}

Hai mặt phẳng chính là hai mặt phẳng liên hợp với \bar{G} , nghĩa là \bar{G} . Ngoài ra, ta có công thức :

$$\frac{n_2}{p_2} - \frac{n_1}{p_1} = \frac{n_2 - n_1}{R} \neq 0$$

Như vậy điều kiện \bar{G} chỉ được thỏa trong trường hợp $p_2 = p_1 = 0$. Nghĩa là các điểm chính H_1, H'_1 trùng với đỉnh O_1 của mặt cầu khúc xạ thứ nhất và các điểm chính H_2, H'_2 trùng với đỉnh O_2 của mặt cầu khúc xạ thứ hai.

Tụ số của các hệ con lần lượt là :

$$\phi_1 = \frac{N - n}{R_1} \quad \text{và} \quad \phi_2 = \frac{n' - N}{R_2} \quad (7.1)$$

Áp dụng công thức (6.7), ta tính được tụ số của hệ lớn.

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 - \frac{d}{N} \phi_1 \phi_2 \quad (7.2)$$

(khoảng cách \tilde{G} chính là khoảng cách \tilde{G})

Theo các công thức (6.8) và (6.9) ta có thể tính $(H$ và $(H'$, từ đó suy ra vị trí của H và H' . Từ tụ số, tính các tiêu cự và xác định F và F' .

2. Thấu kính mỏng.

a. Tụ số, tiêu cự và quang tâm của thấu kính mỏng:

Từ công thức (7.1) và (7.2) ta tính tụ số của thấu kính

$$\phi = \frac{N-n}{R_1} + \frac{n'-N}{R_2} - \frac{d}{N} \frac{(N-n)}{R_1} \frac{(n'-N)}{R_2}$$

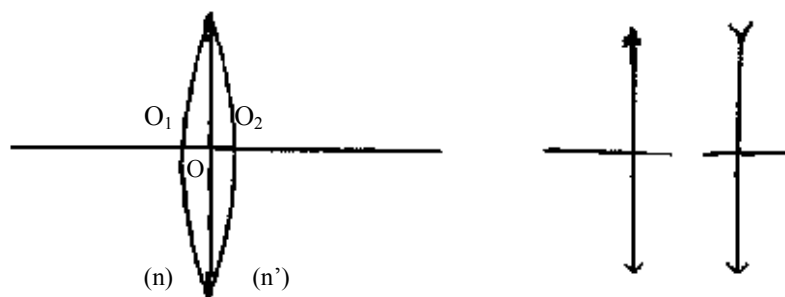
Ta xét trường hợp đơn giản thường gặp nhất là trường hợp thấu kính đặt trong không khí, khi đó $n' = n = 1$, tụ số sẽ bằng

$$\phi = (N-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) + \frac{d(N-1)^2}{NR_1 R_2} \quad (7.3)$$

Bề dày của thấu kính là d . Thấu kính được coi là mỏng, nếu bề dày d của thấu kính bé so với kính thước của bán kính mặt cầu, sao cho số hạng thứ hai trong (7.3) có thể bỏ qua so với số hạng thứ nhất.

Như vậy, tụ số của thấu kính mỏng đặt trong không khí là :

$$\phi = (N-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (7.4)$$



Hình 37

Các tiêu cự của thấu kính l (7.5)

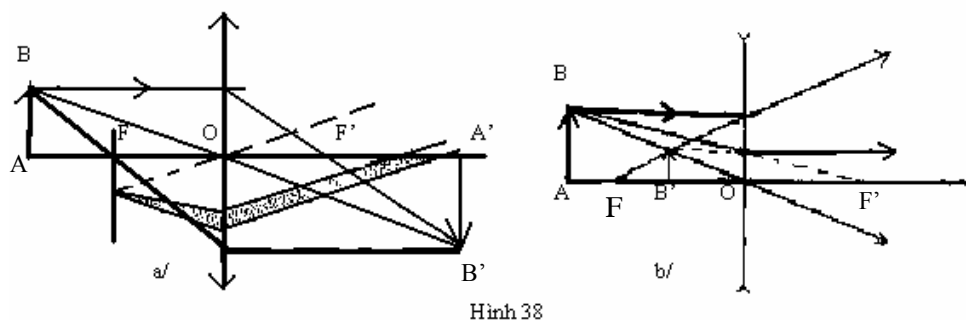
Như trước đây đã phân tích hai điểm chính của mặt cầu khúc xạ trùng với đỉnh của mặt cầu. Trong trường hợp thấu kính mỏng \tilde{T} , đỉnh O_1 và O_2 xem là trùng nhau và trùng với O (H.37). O gọi là quang tâm của thấu kính. Như vậy các điểm chính H_1 , H'_1 và H_2 , H'_2 đều nằm tại O .

Áp dụng các công thức (6.8) và (6.9) để xác định các điểm chính của hệ lớn, chúng ta tính được $(H' = 0$ và $(H = 0$

Như vậy hai mặt phẳng chính của thấu kính mỏng qua quang tâm O (H. 37)

Xét đường truyền của tia sáng với quang tâm O . Áp dụng công thức (5.2). Ta thấy trường hợp chiết suất các môi trường trước và sau thấu kính bằng nhau, $n = n'$, tia truyền qua quang tâm sẽ không bị lệch. đó là một trong các tia đặc biệt được dùng để dựng hình.

b. Cách dựng hình và các công thức:



Hình 38

Trở lại công thức tính tụ số của thấu kính mỏng (7.4). Các đại lượng R_1 , R_2 trong công thức có dấu theo qui ước trước đây. Vì vậy tụ số cũng là một đại lượng có dấu.

Nếu $G > 0$, ta có thấu kính hội tụ, hay thấu kính dương. Nếu $G < 0$, ta có thấu kính phân kỳ, hay thấu kính âm. Các thấu kính mỏng hội tụ và phân kỳ được biểu diễn, trên hình vẽ theo H.38a và H.38b. Chú ý rằng, đối với thấu kính phân kỳ, 2 tiêu điểm vật và ảnh đều ảo (H. 38b).

Các thấu kính hội tụ có dạng như hình vẽ 35a. Các thấu kính phân kỳ có dạng như hình 35 b.

Để dựng hình chúng ta cùng sử dụng 2 trong các tia đặc biệt.

1. Tia tới song song với quang trục chính
2. Tia tới qua tiêu điểm vật
3. Tia tới qua quang tâm
4. Tia tới qua tiêu điểm phụ

Các tia liên hợp tương ứng chúng ta đã biết trước đây, nên không nhắc lại.

Các công thức thường sử dụng đối với thấu kính mỏng:

Công thức tính tụ số : (7.4)

Công thức tính các tiêu cự : (7.5)

Các công thức liên hệ vị trí vật và ảnh :

$$xx' = -f^2$$

$$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f'}$$

Công thức tính hệ số phóng đại :

$$\frac{p'}{p} = \beta$$

Trên đây chính là các công thức (9.5) của phần quang hệ đồng trục.

Căn cứ vào dấu của G có thể biết ảnh và vật ở về hai phía hay cùng một phía đối với thấu kính. Còn độ lớn của ảnh so với vật có thể căn cứ vào G lớn hơn hay nhỏ hơn 1.

3. Hệ hai thấu kính mỏng.

Có hai thấu kính mỏng, hội tụ, tiêu cự là $3a$ và a .

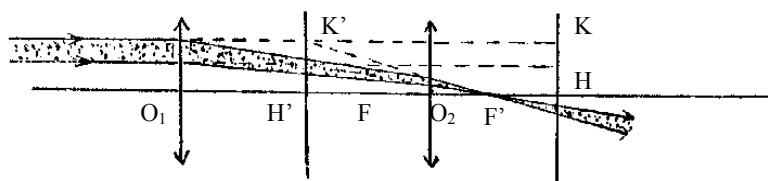
Hai thấu kính được đặt đồng trục trong không khí, cách nhau một khoảng bằng $2a$.

Quang hệ đồng trục gồm hai hệ con là hai thấu kính.

Hệ con thứ nhất có hai điểm chính H_1 và H'_1 trùng với O_1 .

Hệ con thứ hai, có H_2 và H'_2 trùng với O_2

Khoảng cách giữa hai hệ là $d = 2a$



HÌNH 39

Tỷ số của các hệ con:

$$\phi_1 = \frac{1}{3a} \quad ; \quad \phi_2 = \frac{1}{a}$$

Tỷ số của hệ lớn :

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 - \frac{d}{N} \phi_1 \phi_2 = \frac{1}{3a} + \frac{1}{a} - 2a \frac{1}{3a} \frac{1}{a} = \frac{2}{3a}$$

Các tiêu cự của hệ lớn :

$$f' = \frac{1}{\phi} = \frac{3a}{2}$$

$$f = -f' = -\frac{3a}{2}$$

Các khoảng cách đến hai điểm chính :

$$\ell_{H'} = \overline{H'_2 H'} = -\frac{n'}{N} d \frac{\phi_1}{\phi} = -2a \frac{\frac{1}{3a}}{\frac{2}{3a}} = -a$$

$$\ell_H = \overline{H_1 H} = -\frac{n}{N} d \frac{\phi_2}{\phi} = 2a \frac{\frac{1}{a}}{\frac{2}{3a}} = 3a$$

Chúng ta xác định 4 điểm chính trên quang trục (H. 39), trước tiên là H và H', rồi F và F'

Từ các kết quả trên có thể vẽ đường truyền của chùm tia qua quang hệ, ví dụ: chùm tia tới song song với quang trục (H. 39). Các đường chấm chấm dùng để dựng hình. Sau khi dựng hình xong có thể suy ra đường truyền thực của chùm tia là các đường liền nét trên hình vẽ.

Quang hệ chúng ta vừa nghiên cứu là thị kính Huyghen, thường được dùng làm thị kính trong kính hiển vi. Quang hệ này được kí hiệu là 3.2.1. ($3a-2a-1a$)

SS8. MỘT SỐ KHUYẾT ĐIỂM CỦA THẤU KÍNH TRONG SỰ TẠO HÌNH.

Trong phần trước chúng ta đã thấy: để tạo được ảnh điểm qua quang hệ, chúng ta phải giả thiết :

- Chùm tia qua quang hệ là chùm tia hẹp
- Chùm tia đơn sắc

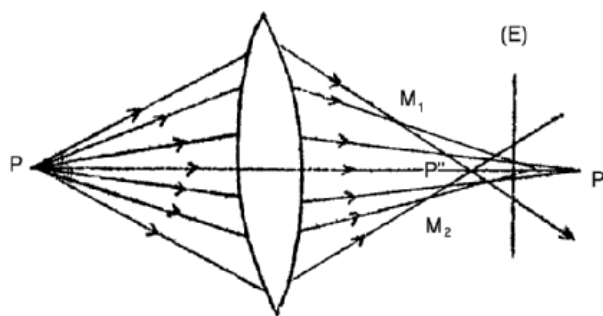
Trong thực tế, ánh sáng không đơn sắc hoàn toàn. Còn nếu chùm tia bị giới hạn để có chùm tia gần trục thì thông lượng ánh sáng bé, độ rọi của ảnh nhỏ, khó quan sát.

Khi hai điều kiện trên không được thỏa mãn thì tính chất ảnh điểm của quang hệ bị mất.

Kết quả là ảnh thu được không sắc nét và không đồng dạng với vật.

Trong phần này, chúng ta phân tích một số sai sót của quang hệ do hai nguyên nhân kể trên và cách khử chúng.

1. Cầu sai dọc.

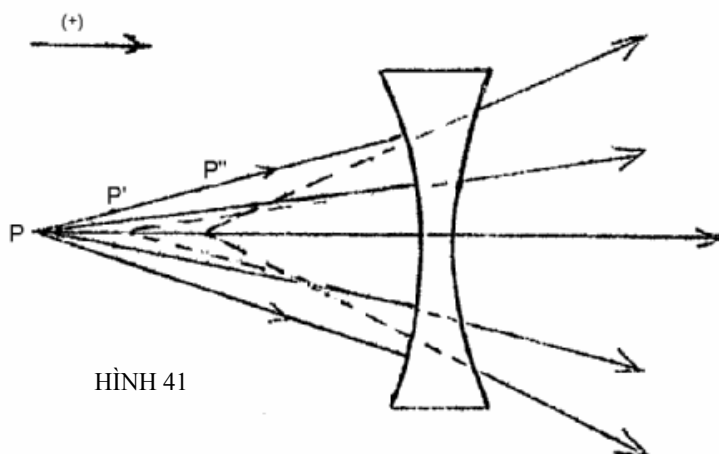


Hình 40

Từ nguồn sáng điểm P trên quang trục có chùm tia rộng đến thấu kính (H. 40). Các tia gần trục sau khi qua thấu kính sẽ hội tụ tại P', các tia ở rìa khúc xạ mạnh hơn, hội tụ tại P'' gần thấu kính hơn. Các tia ở giữa hội tụ tại các điểm tương ứng nằm trong khoảng P'P''. Như vậy chùm tia ló không đồng quy ở một điểm. Trong không gian ảnh, các tia tiếp xúc với mặt tụ quang (qui tích những điểm có mật độ năng lượng sáng lớn) gồm 2 tầng. Một tầng của mặt tụ quang là đoạn thẳng P'P'' nằm trên quang trục. Tầng thứ hai đối xứng tròn xoay quanh quang trục. Giao tuyến của tầng này với hình vẽ là đường cong M1P'M2

Nếu hứng ảnh của điểm P trên E' (hình 40) ta sẽ được một hình tròn có kích thước giới hạn, kích thước của ảnh sẽ bé nhất tại một vị trí xác định giữa hai điểm p' và p''. Hiện tượng mô tả trên được gọi là cầu sai dọc.

Đối với thấu kính phân kỳ, các tia ở rìa khúc xạ ra xa trục mạnh hơn (H. 41) – ảnh tương ứng với các tia ở rìa là P'', ảnh tương ứng với các tia gần trục là p'. Đoạn p'p'' theo chiều dương – còn trong trường hợp thấu kính hội tụ, p'p'' theo chiều âm.



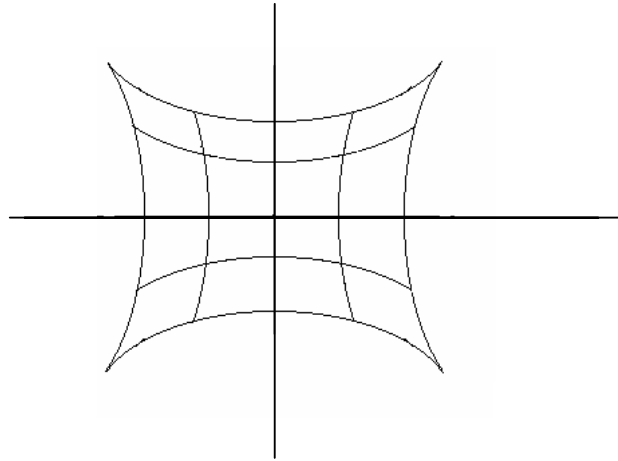
HÌNH 41

Lợi dụng tính chất này, người ta khử hiện tượng cầu sai bằng cách ghép hai thấu kính hội tụ và phân kì có chiết suất khác nhau.

2. Độ cong trường và sự méo ảnh.

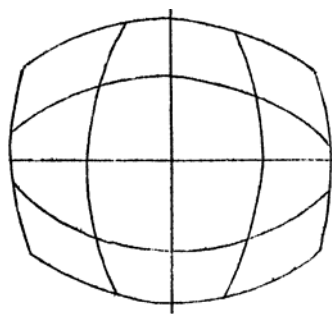
Độ cong trường xảy ra khi vật có dạng một mặt phẳng vuông góc với quang trục, cho ta ảnh có dạng là một phần của mặt cong.

Méo ảnh là sai sót gây nên do độ phóng đại không đều nhau trong phạm vi trường của ảnh – do méo ảnh mà vật và ảnh không còn đồng dạng nữa – Nếu vật là một cái lưới có lỗ hình vuông đặt vuông góc quang trục thì ảnh của nó là cái lưới gồm những đường cong (Hình 42a, 42b)



Hình 42a

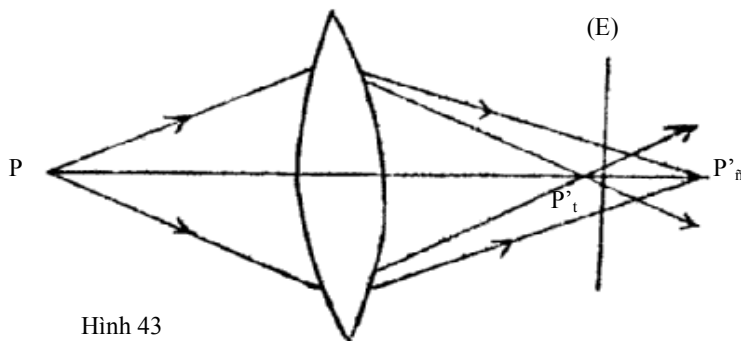
Nếu càng xa xa trục, độ phóng đại càng lớn thì ảnh có dạng 42a. Nếu ngược lại, càng xa trục, độ phóng đại càng nhỏ thì ảnh có dạng 42b.



Hình 42b

3. Sắc sai.

Sự sắc sai xảy ra khi chùm tia tới không phải chùm tia đơn sắc mà gồm nhiều bước sóng khác nhau. Do đó khi chùm tia sáng đi qua một thấu kính nó cũng bị tán sắc tương tự như khi đi qua một lăng kính.

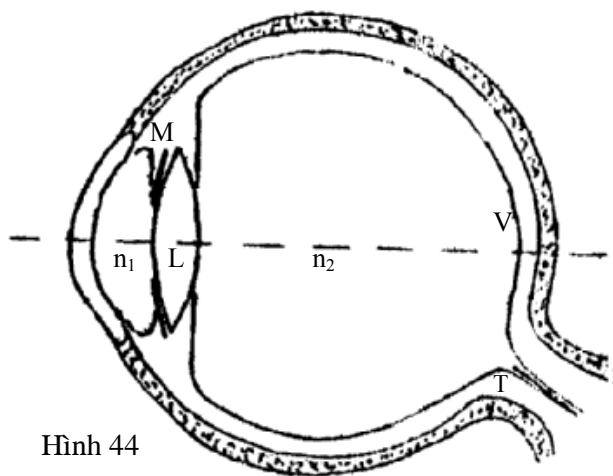


Hình 43

Trong hình vẽ 43, p là nguồn sáng điểm, trắng, nằm trên quang trục. Ánh sáng tím phát suất từ P sẽ cho ảnh P'_t, ánh sáng đỏ cho ảnh P'_đ. Các màu trung gian cho các ảnh nằm trong khoảng P'_t, P'_đ. Nếu đặt một màn hứng ảnh E tại vị trí P'_t, ta có những đường tròn màu đồng tâm có màu sắc như một cầu vồng, có tâm tím, mép ngoài đỏ. Ngược lại, nếu đặt E tại P'_đ thì tâm màu đỏ, mép ngoài màu tím.

SS 9. MẮT.

1. Cấu tạo – sự điều tiết.



Hình 44

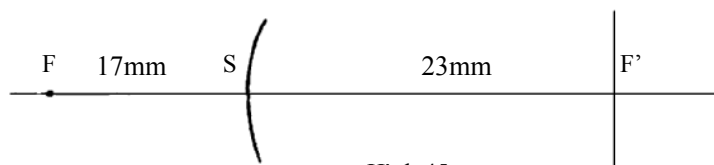
Sự cấu tạo mắt được trình bày theo hình vẽ 44. L là thủy tinh thể có chiết suất biến thiên từ 1,42 (ở gần trục) tới 1,36 (ở ngoài biên). Trước và sau thủy tinh thể là các môi trường trong suốt có chiết suất $n_1 = n_2 = 1,336$. M là một màn chắn ở trước thủy tinh thể. Lỗ tròn ở giữa màn M là con ngươi. Vồng mô đóng vai trò của màn hứng ảnh. Trên vồng mô có sự phân nhánh dày đặc của thần kinh thị giác T. Điểm V (đường kính 2 mm) được gọi là điểm vàng. Khi ánh sáng ở đó thì thị giác nhạy nhất. Chỗ dây thần kinh T đi vào mắt không nhạy sáng được gọi là điểm mù.

Về mặt quang học, mắt là một quang hệ đồng trục gồm một số mặt cong ngăn cách các môi trường có chiết suất khác nhau, tương đương với một lưỡng chất cầu duy nhất có đỉnh S

(vị trí chung của H và H'). Với mắt trung bình, các hằng số quang học đặc trưng cho mắt như sau :

- Tụ số G 60 điốp
- Tiêu cự ảnh G 23 mm
- Tiêu cự vật G 17 mm

Người ta nhìn rõ được vật khi ảnh hiện lên võng mô của mắt. Các cơ của mắt hoạt động làm thay đổi độ cong của các mặt của thủy tinh thể, sao cho ảnh của vật nằm trên võng mô. Đó là sự điều tiết của mắt.



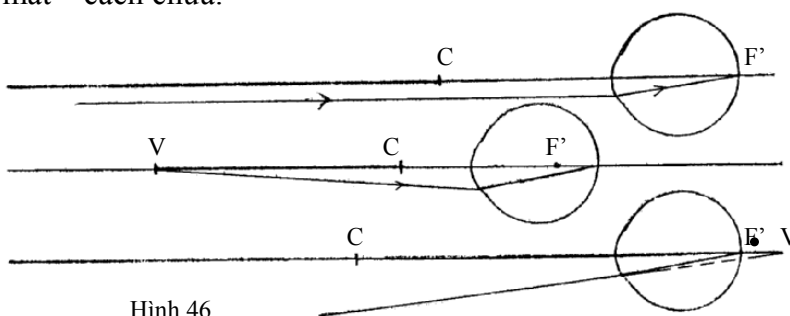
Hình 45

Đối với mắt thường, tiêu điểm F' nằm đúng trên võng mô. Do đó không cần điều tiết, mắt thường nhìn rõ vật ở xa vô cực. Ta nói điểm cực viễn V ở xa vô cực. Khi vật ở gần, mắt phải điều tiết mới thấy rõ vật. Sự điều tiết tối đa khi vật ở cách mắt 15 cm (đối với mắt trung bình). Điểm gần nhất C để mắt vẫn có thể nhìn rõ được vật (sự điều tiết tối đa) được gọi là điểm cực cận.

Trường toàn phần mà mắt nhận được có kích thước góc vào khoảng 1300 theo phương thẳng đứng và 1600 theo phương nằm ngang. Năng suất phân ly trong vùng điểm vàng đối với mắt bình thường là 1.

Cảm giác sáng mà mắt nhận được không mất ngay và còn kéo dài G 0,1 giây sau khi ánh sáng thôi tác dụng. Vì vậy nếu nguồn sáng nhấp nháy lớn hơn 10 lần/giây thì mắt không thể cảm biết được sự nhấp nháy này, ta có cảm giác sáng liên tục. Kỹ thuật điện ảnh là một lợi dụng tính chất trên của mắt.

2. Các tật của mắt – cách chữa.



Hình 46

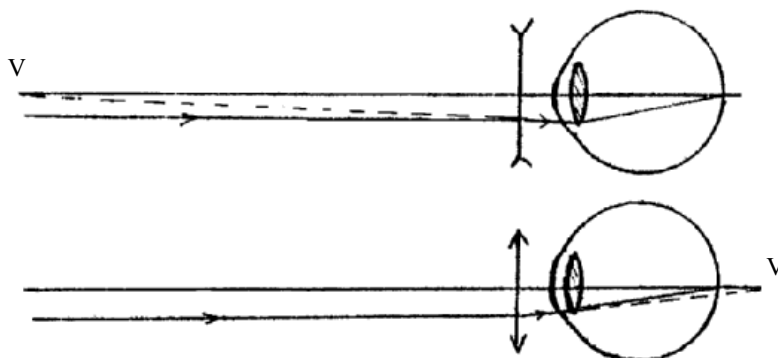
Đối với mắt bình thường, tiêu điểm F' nằm đúng trên võng mô của mắt. điểm cực viễn V ở vô cực, điểm cực cận C cách mắt G 15 cm. Khoảng cách VC được gọi là khoảng cách thấy rõ của mắt (hay phạm vi điều tiết của mắt).

Với một mắt cận thị, tiêu điểm F' nằm ở trước võng mô (do thủy tinh thể quá hội tụ). Phạm vi điều tiết ở gần hơn mắt bình thường (điểm cực cận và cực viễn gần hơn đối với mắt thường).

Đối với mắt viễn thị, tiêu điểm F' nằm ở sau võng mô (do thủy tinh thể kém hội tụ). Điểm cực cận ở xa hơn so với mắt thường. điểm cực viễn là một điểm ảo.

Để chữa các mắt cận và viễn thị, người ta cần mang kính nghĩa là đặt thêm một thấu kính thích hợp trước mắt. Đối với mắt cận, tụ số quá lớn nên cần mang thêm một thấu kính âm (phân kỳ). Ngược lại, mắt viễn thị có tụ số nhỏ hơn bình thường nên cần mang thêm một thấu kính dương (hội tụ)

Tiêu cự của kính mắt được chọn thích hợp sao cho chùm tia tới song song hội tụ đúng trên võng mô. Muốn vậy, chùm tia song song sau khi đi qua kính mắt phải trở thành chùm tia có đường kéo dài đi qua điểm cực viễn V.



Hình 47

Gọi khoảng cách từ kính tới mắt là d , từ điểm cực viễn V tới mắt là v (đối với mắt cận thị : $v < 0$, với viễn thị : $v > 0$). Tiêu cự của kính mắt là : $f' = IV + d$

3. Số bội giác của một quang cụ.

Vật có chiều cao là y . Muốn quan sát rõ nhất bằng mắt trần, ta đặt vật ở điểm cực cận.



Hình 48

Góc nhìn là u_0 với : $\tan u_0 = \frac{y}{l_0}$

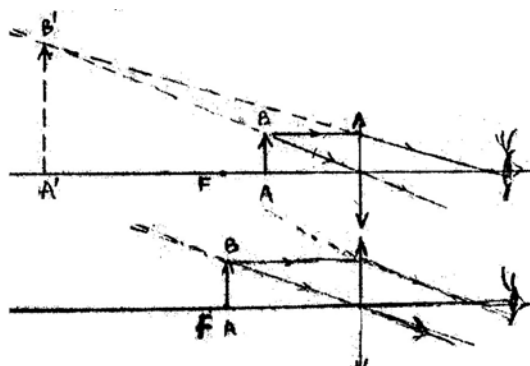
(l_0 là khoảng cách ngắn nhất thấy rõ vật (từ điểm cực cận tới mắt))

Muốn phân biệt được nhiều chi tiết hơn, ta phải tăng góc nhìn bằng cách dùng một quang cụ (kính lúp, kính hiển vi...) khi đó góc nhìn sẽ là u . Số bội giác của quang cụ được định nghĩa là :

$$\gamma = \frac{\tan u}{\tan u_0}$$

SS10. CÁC DỤNG CỤ QUANG HỌC.

1. Kính lúp.



Hình 49

a. Cấu tạo: Kính lúp là một thấu kính dương L có tụ số lớn. Các kính lúp đã khử quang sai gồm hai thấu kính ghép với nhau.

b. Ngắm chừng: Vật AB cần quang sát được đặt trong khoảng cách từ tiêu điểm đến kính lúp. Kính sẽ cho một ảnh ảo A'B' lớn hơn vật. Mắt đặt sau kính sao cho ảnh A'B' nằm trong khoảng điều tiết của mắt. Muốn quan sát đỡ mỏi mắt, người ta ngắm chừng ở vô cực, khi đó vật AB ở tại mặt phẳng tiêu của L, ảnh A'B' ở vô cực. Qua kính lúp, mắt quan sát vật dưới góc u.

c. Số bội giác:

Khi quan sát trực tiếp, ta đặt vật ở điểm cực cận, cách mắt một đoạn (o , góc nhìn là u_0 với $\tan u_0 = \frac{y}{f'}$ (y là độ lớn của vật AB))

Qua kính lúp vật được phóng đại, góc nhìn tăng lên, bây giờ là u . Ta có :

$$\tan u = \frac{y}{f'}$$
 với f' tiêu cự ảnh của kính lúp

Vậy số bội giác là :

$$\gamma = \frac{\tan u}{\tan u_0} = \frac{f'_0}{f'} \quad (10.1)$$

Nếu ta lấy ($o = 25$ cm, với kính lúp có tiêu cự 5 cm, số bội giác là 5).

2. Kính hiển vi.

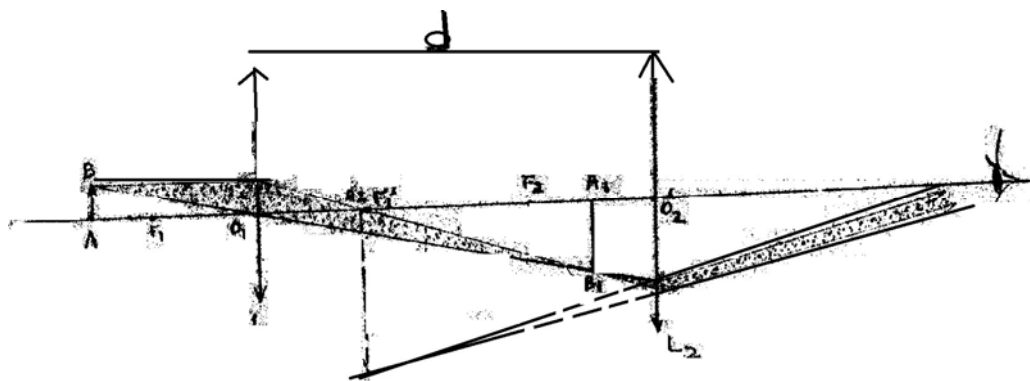
a. Cấu tạo :

Kính hiển vi gồm 3 bộ phận chính vật kính, thị kính và bộ phận chiếu sáng

Vật kính và thị kính là hai hệ thấu kính ghép có tiêu cự f'_1 và f'_2 nhỏ, được xếp đồng trục trong ống kính và cách nhau một khoảng d lớn hơn các tiêu cự f'_1 và f'_2 rất nhiều

b. Ngắm chừng:

Hình 50 trình bày nguyên tắc tạo ảnh trong kính hiển vi. Để đơn giản ta biểu diễn vật kính và thị kính là các thấu kính hội tụ L_1 và L_2 . Các độ dài f'_1, f'_2 so với d được vẽ lớn hơn trong thực tế.



Hình 50

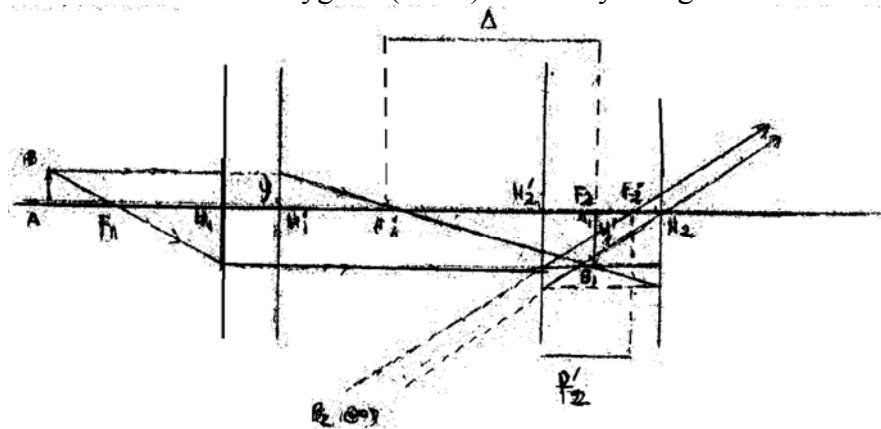
Vật bé AB được đặt ngoài tiêu điểm F_1 của kính vật. Qua kính vật, ta được ảnh thực A_1B_1 ngược chiều và lớn hơn vật. Xê dịch ống kính sao cho ảnh A_1B_1 nằm trong tiêu cự của thị kính (Hình 49). Qua thị kính ta được ảnh ảo A_2B_2 một lần nữa được phóng đại. So sánh, ta thấy thị kính có vai trò như một kính lúp.

Về nguyên tắc có thể đặt mắt ở vị trí bất kì ở sau thị kính để quan sát ảnh A_2B_2 , chỉ cần sao cho A_2B_2 nằm trong khoảng điều tiết của mắt.

Tốt nhất, mắt phải đặt gần thị kính để đón quang thông lớn, hình ảnh được rõ ràng. Để khỏi mỏi mắt, cần đưa ảnh A_2B_2 ra xa vô cực, đó là trường hợp ngắm chừng ở vô cực.

c. Số bội giác:

Chúng ta sẽ tính số bội giác của kính hiển vi trong trường hợp ngắm chừng ở vô cực. Trên hình 51, các h kính vật và thị kính được thay thế bằng các yếu tố chính của chúng. Hệ thị kính chính là kính mắt Huyghen (3-2-1) trước đây đã nghiên cứu.



Hình 51

Từ hình 51, ta thấy, qua kính hiển vi ta quan sát vật dưới góc u , mà :

$$\operatorname{tg} u = \frac{y'}{f'_2}$$

Vật được nhìn trực tiếp bằng mắt dưới góc u_0 với $\operatorname{tg} u_0 = \frac{y}{f'_2}$ (hình 46)

Vậy số bội giác là :

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} u}{\operatorname{tg} u_0} = \frac{y'}{y} \frac{f'_2}{f'_2}$$

$\frac{y'}{y} = \beta_1$ là độ phóng đại dài của của vật kính, còn $\frac{\ell_0}{f'_2} = \gamma_2$ là số bội giác của thị kính.

Như vậy : $\gamma = \beta_1 \cdot \gamma_2$ (10.2)

Hệ số phóng đại β_1 có thể tính được từ hai tam giác đồng dạng có đỉnh chung là F'_1

$$\frac{-y'}{y} = \frac{\Delta}{f'_1} \quad \beta' = -\frac{\Delta}{f'_1}$$

Với điều kiện $d \gg f'_1, f'_2$, có thể xem $\Delta \approx d$. Vậy :

$$\gamma = \frac{-d \ell_0}{f'_1 f'_2} \quad (10.3)$$

Với các số liệu : $d = +150 \text{ mm}$

$$f'_1 = +1 \text{ mm}$$

$$f'_2 = +10 \text{ mm}$$

$$\ell_0 = +250 \text{ mm}$$

Ta tính được : $\gamma = -3750$

Mang dấu âm chứng tỏ ta quan sát được ảnh ngược chiều với vật.

3. Kính thiên văn.

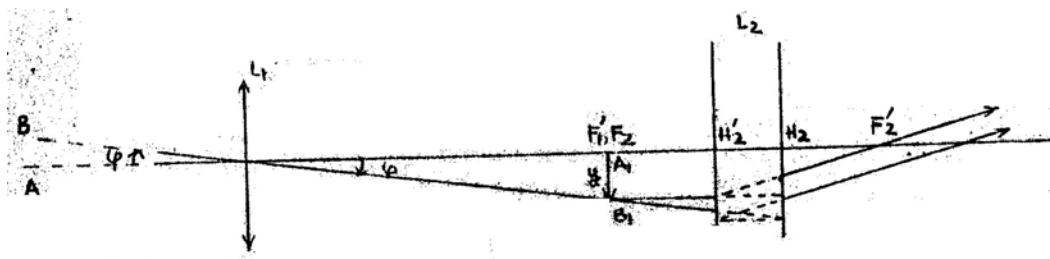
Khi quan sát các vật ở xa, ví dụ như các thiên thể, mắt nhìn vật dưới góc rất bé, nên không thể phân biệt được các chi tiết. Kính thiên văn giúp chúng ta đưa ảnh của vật về gần và làm tăng góc nhìn

a. Cấu tạo :

Ống kính thiên văn gồm có một vật kính L_1 có đường kính D lớn và tiêu cự f_1 dài. Thường kính vật được ghép từ hai thấu kính để khử quang sai.

Thị kính L_2 được ghép đồng trục với L_1 . Thường L_2 là thị kính Ramsden có cấu tạo 3-2-3. Tiêu cự, f'_2 của L_2 nhỏ. Khoảng cách giữa kính vật và thị kính được điều chỉnh sao cho F'_2 trùng với F_1 . Như vậy chùm tia song song qua hệ vẫn là chùm song song. Quang hệ có tính chất trên gọi là hệ vô tiêu.

b. Số bội giác :



Hình 52

Khi không dùng kính thiên văn, mắt quan sát thiên thể dưới góc $u_0 = \varphi$ (hình 52). Từ hình vẽ trên ta tính được :

$$\tan u_0 = \tan \varphi = \frac{-y}{f'_1}$$

Qua kính thiên văn, góc nhìn vật tăng đến giá trị u :

$$\operatorname{tg} u = \frac{y}{f'_2}$$

Vậy số bội giác của kính thiên văn :

$$\gamma = \frac{\operatorname{tgu}}{\operatorname{tgu}_0} = \frac{-f'_1}{f'_2}$$

Số bội giác mang giá trị âm chứng tỏ qua kính thiên văn ảnh ngược chiều với vật. để có giá trị γ lớn cần có tiêu cự kính vật lớn hơn tiêu cự thị kính rất nhiều.

4. Đèn chiếu.

Ở phần trên chúng ta đã nghiên cứu một số dụng cụ dùng cho mắt. Các dụng cụ này đã phóng đại và cho ảnh ảo. Chính quang hệ của mắt đã biến ảnh ảo thành ảnh thật trên võng mô và việc quan sát chỉ tiến hành được từng người một.

Đèn chiếu cho ảnh thực có thể hứng được trên màn cho nhiều người quan sát cùng một lúc. Sau đây là sơ đồ của hai loại đèn chiếu : đèn chiếu truyền xạ (hình 53) và đèn chiếu phản xạ (hình 54)

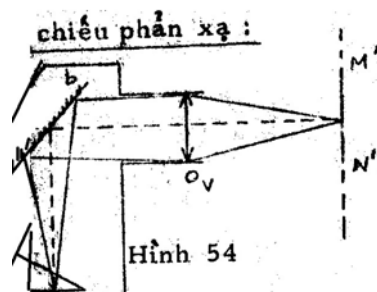
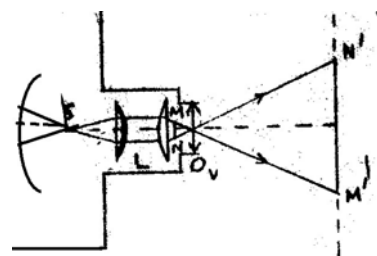
Đèn chiếu truyền xạ :

S : nguồn sáng

G : Gương phản xạ

L : Kính tụ quang dùng tập trung ánh sáng

Ov : là vật kính



Vật kính cho ảnh thực $M'N'$ của vật MN lên màn quan sát. MN là vật trong suốt như phim ảnh hay kính ảnh

Máy phóng dùng trong việc in ảnh cũng có nguyên tắc cấu tạo như đèn chiếu truyền xạ.

Đèn chiếu phản xạ:

MN là vật không trong suốt, (ảnh hoặc là hình vẽ trên giấy) ánh sáng tán xạ từ mỗi điểm trên MN được kính vật OV hội tụ đến điểm tương ứng trên $M'N'$ (hình 54).

SS 11. CÁC ĐẠI LƯỢNG TRẮC QUANG.

1. Công suất bức xạ – Quang thông.

Xét một chùm ánh sáng đi qua một diện tích S. Công suất bức xạ P là năng lượng mà chùm tia sáng truyền qua diện tích S trong một đơn vị thời gian.

Công suất bức xạ P có đơn vị là Watt

Nếu dòng ánh sáng không thật đơn sắc mà gồm các bước sóng ở trong khoảng \tilde{G} và $\tilde{G} + \tilde{T}$ thì công suất bức xạ \tilde{G} với khoảng bước sóng trên là :

$$dP_{\lambda} = P_{\lambda} d\lambda$$

(11.1)

Đại lượng \tilde{G} được gọi là công suất bức xạ đơn sắc, có đơn vị là watt.m-1 . Nếu ánh sáng gồm các bước sóng biến thiên một cách liên tục từ \tilde{G}_1 tới \tilde{G}_2 thì công suất bức xạ là :

$$P = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} dP_{\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P_{\lambda} d\lambda \quad (11.2)$$

Công suất bức xạ không phải là đại lượng đặc trưng gây ra cảm giác sáng của mắt, vì ứng với mỗi một đơn sắc, mắt chúng ta có độ nhạy khác nhau. Độ nhạy này lớn nhất với đơn sắc có bước sóng 0,55 μ . Vì vậy người ta đưa vào một đại lượng biểu diễn khả năng gây ra cảm giác sáng đối với mắt, gọi là quang thông. đó là năng lượng gây ra cảm giác sáng đi qua diện tích S trong một đơn vị thời gian (\tilde{T}). Giữa \tilde{T} và \tilde{G} có hệ thức.

$$d\phi_{\lambda} = k_{\lambda} \cdot dP_{\lambda}$$

(11.3)

$k_{\lambda} = \frac{d\phi_{\lambda}}{dP_{\lambda}}$ được gọi là hệ số thị kiến. Hệ số này thay đổi theo bước sóng. Nếu $k_{\lambda} = 0$,

mắt thường không thấy cảm giác sáng dù là công suất bức xạ có trị số lớn bao nhiêu.

Để tiện dụng, người ta thường dùng hàm số thị kiến \tilde{G} được định nghĩa như sau:

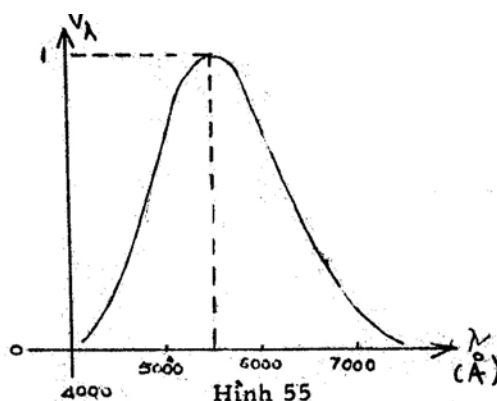
$$V_{\lambda} = \frac{k_{\lambda}}{k_M}$$

(11.4)

K_M là hệ số thị kiến cực đại với $\lambda = 0.555\mu$

$$\text{vậy : } d\phi = k_M \cdot V_{\lambda} \cdot dP_{\lambda} \quad (11.5)$$

Sự biến thiên của \tilde{G} theo bước sóng \tilde{G} có dạng như trong hình vẽ 55.



Ta thấy khi bước sóng ở ngoài khoảng 0,4 μ m - 0,7 μ m thì $V_\lambda = 0$. Do đó mắt không thấy được các ánh sáng ở ngoài khoảng bước sóng trên. Nếu ánh sáng tới mắt có bước sóng từ λ_1 tới λ_2 thì quang thông là :

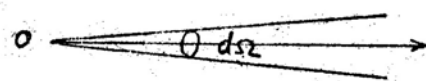
$$\phi = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\phi_\lambda = k_M \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V_\lambda dP_\lambda = k_M \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V_\lambda P_\lambda d\lambda$$

Đơn vị của quang thông là lumen

Với đơn sắc có bước sóng 0,555 μ m, hệ số thị kiến cực đại, có trị số là $k_M = 685$ lumen/watt

2. Cường độ sáng.

Xét trường hợp một nguồn sáng điểm đặt tại O và ta quang sát theo phương Ox. Gọi $d\phi$ là quang thông phát ra trong góc khối $d\Omega$ lân cận phương Ox (hình 56). Cường độ sáng của nguồn theo phương Ox được định nghĩa là :



$$I = \frac{d\phi}{d\Omega} \quad (11.6)$$

Hình 56

Ta thấy cường độ sáng I của nguồn tùy phương quan sát.

Trong trường hợp đặc biệt, nếu I không thay đổi theo phương (nguồn đẳng hướng), ta có quang thông phát ra trong toàn không gian là:

$$\phi = I\Omega = 4\pi I$$

Đơn vị đo cường độ sáng của nguồn là đơn vị trắc quang cơ bản. Người ta đo cường độ sáng bằng cách so sánh với mẫu đơn vị cường độ sáng đặt tại viện đo lường quốc tế. – Các đơn vị trắc quang khác được tính từ đơn vị cường độ sáng.

Đơn vị cường độ sáng được gọi là Candela (Cd) – “Candela là cường độ sáng, đo theo phương vuông góc với một mặt nhỏ có diện tích bằng 1/600 000 m², bức xạ như vật bức xạ toàn phần, ở nhiệt độ đông đặc của platin (2046,60K), dưới áp suất 101.325 N/m²”

Mẫu đo cường độ sáng gọi là “nền quốc tế”.

Đèn điện dây tóc với công suất 40 watt có cường độ sáng khoảng 68 Cd.

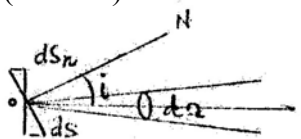
Đơn vị quang thông được tính từ đơn vị cường độ sáng theo công thức :

$$d\phi = I d\Omega$$

Vậy: 1 lumen = 1 Cd x 1sr “1 lumen là độ lớn của quang thông ứng với góc khối 1sr (Steradian) do nguồn sáng điểm có cường độ 1 Cd bức xạ đều”.

3. Độ chói.

Độ chói dùng để đặc trưng khả năng phát sáng của các nguồn sáng có diện tích. Xét diện tích phát sáng ds với pháp tuyến ON (hình 57).



Hình 57

Ta quan sát theo phương Ox . Góc $(ON, OX) = i$ là hình chiếu của ds trên mặt phẳng vuông góc với phương Ox – Quang thông $d\phi$ của ds bức xạ trong góc khối $d\Omega$ lân cận phương Ox thì tỉ lệ đồng thời với ds_n

$$d\phi \approx d\Omega ds_n$$

$$d\phi \approx B_x d\Omega ds_n \quad (11.11)$$

Hệ số tỉ lệ B_x được gọi là độ chói của mặt phát sáng theo phương Ox , nhìn chung B_x là đại lượng phụ thuộc vào phương Ox .

$$B_x = \frac{d\phi}{d\Omega \cdot ds \cdot \cos i}$$

Có thể biểu diễn độ chói theo cường độ sáng:

$$B_x = \frac{I_x}{ds \cdot \cos i}$$

(11.12)

Đơn vị đo độ chói là “nít”, từ công thức trên ta viết:

$$1 \text{ nit} = 1 \frac{\text{Cd}}{\text{m}^2}$$

Như vậy, 1 nit là độ chói của một nguồn phẳng phát sáng đều có diện tích 1 m² và có cường độ sáng 1 Cd theo phương vuông góc với nguồn đó.

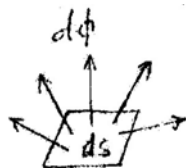
Độ chói của mặt trời mới mọc vào cỡ 5x10⁶ Cd/m². độ chói của mặt trời giữa trưa vào cỡ 1,5 – 2 x 10⁹ Cd/m²

3. Độ trung.

Cho một nguồn sáng có kích thước giới nội, thí dụ như một vật rắn nung nóng, lấy trên nguồn đó một diện tích ds (hình 58). Gọi \bar{I} là quang thông toàn phần do diện tích đó phát ra theo mọi phương (trong phạm vi góc khối 4πsr) đại lượng sau:

$$R = \frac{d\phi}{ds}$$

(11.13)



Hình 58

được gọi là độ trung của mặt phát sáng.

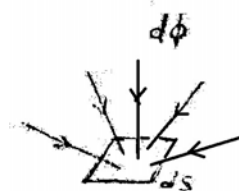
$$1 \text{ đơn vị độ trung} = \frac{1 \text{ lumen}}{1 \text{ m}^2} = \frac{\text{lumen}}{\text{m}^2}$$

đơn vị của độ trung là 1 lumen/m², là độ trung của một nguồn hình cầu có diện tích mặt ngoài 1 m² phát ra quang thông 1 lumen phân bố đều theo mọi phương.

5. Độ rọi.

Cường độ, độ chói, độ trung đặc trưng cho khả năng phát xạ của nguồn. Độ lớn của các đại lượng đó tỉ lệ với dòng quang thông phát ra từ nguồn.

Đối với những mặt được rọi sáng, độ rọi là tỉ số:



Hình 59

$$E = \frac{d\phi}{ds} \quad (11.3)$$

$d\phi$ là quang thông toàn phần đến trên diện tích vi cấp ds của vật. Đơn vị độ rọi cũng là lumen/m². Để khỏi lẫn với độ trung, người ta gọi đơn vị rọi là lux:

$$1 \text{ lux} = 1 \frac{\text{lumen}}{\text{m}^2}$$

Dụng cụ dùng để đo độ rọi là lux kế – độ rọi dưới ánh nắng mặt trời giữa trưa khoảng 100 000 lux, trong phòng thoáng ban ngày cỡ 100 lux. Độ rọi đủ để đọc sách cỡ 30 lux.

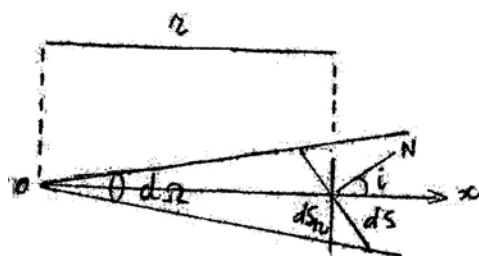
Gọi hệ số tán xạ của mặt ds là k , nghĩa là chiếu quang thông G đến, mặt ds sẽ tán xạ trở ra một quang thông bằng u . Độ trung của mặt ds là :

$$R = \frac{k d\phi}{ds} = kE \quad (11.14)$$

Biểu thức trên biểu thị mối liên quan giữa độ trung và độ rọi của các vật không tự phát sáng

Chúng ta thử vận dụng các đại lượng trắc quang vào bài toán sau:

Tính độ rọi của mặt dS đặt cách nguồn sáng điểm có cường độ I một khoảng r . Pháp tuyến N của mặt dS làm với phương quan sát Ox góc i .



Hình 60

Các khối nhìn mặt dS từ nguồn sáng :

$$d\Omega = \frac{dS \cos i}{r^2} = \frac{dS \cos i}{r^2}$$

Quang thông đến dS :

$$d\phi = Id\Omega = \frac{IdS \cos i}{r^2}$$

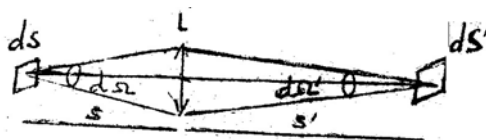
Độ rọi trên mặt dS :

$$E = \frac{d\phi}{dS} = \frac{I \cos i}{r^2}$$

5. Quang thông đi qua một quang hệ.

Chúng ta cần biết độ chói và độ rọi của ảnh mà quang hệ cho. Giả sử vật dS đặt vuông góc với quang trục của thấu kính L , và cách thấu kính một đoạn s . Diện tích dS' là ảnh của dS cho bởi thấu kính với khoảng cách đến thấu kính là s' .

Hình 61



Gọi B là độ chói của vật (theo hình 11.1) quang thông do vật truyền qua thấu kính là :

$$d\phi = BdSd\Omega \quad \text{hay} \quad B = \frac{d\phi}{d\Omega dS}$$

trong đó $d\Omega = \pi r^2 / s^2$ (r bán kính của thấu kính) là góc khối ta nhìn thấu kính từ vật. Vì khi qua thấu kính có một phần quang thông hệ bị hấp thụ nên quang thông truyền tới ảnh dS' là :

$$d\phi = md\phi = mBdSd\Omega \quad (11.15)$$

với $m < 1$

Toàn bộ quang thông $d\phi'$ truyền về ảnh. Độ chói B' của ảnh là:

$$B' = \frac{d\phi'}{d\Omega' dS'} = mB \frac{dS d\Omega}{dS' d\Omega'} \quad (11.16)$$

Trong đó Ω' là góc khối ta nhìn thấu kính từ ảnh.

Chú ý rằng :

$$\frac{d\Omega}{d\Omega'} \frac{dS}{dS'} = \frac{s'^2}{s^2} \frac{dS}{dS'} = \beta^2 \frac{1}{\beta^2} = 1$$

β là độ phóng đại dài của quang hệ : từ (11.15) và (11.16) ta có :

$$\beta' = m\beta$$

Như vậy độ chói của ảnh tỉ lệ với độ chói của vật :

Độ rọi của ảnh :

$$E' = \frac{d\phi}{dS'} = m \frac{Bd}{d} \frac{S}{S'} d\Omega = mB \frac{d\Omega}{\beta^2}$$

Hay tính theo $d\Omega'$ ta có :

$$E' = mBd\Omega'$$

Độ rọi của ảnh phụ thuộc vào độ chói của vật vào góc khối $d\Omega$ hoặc $d\Omega'$ (các góc khối ta nhìn thấu kính từ vật hoặc từ ảnh).

Chương II

GIAO THOA ÁNH SÁNG

Trong phần quang hình học, chúng ta đã nghiên cứu qui luật truyền của chùm tia sáng qua các môi trường, còn bản chất của ánh sáng chưa được chú trọng tới. Tiếp theo đây, chúng ta sẽ thấy: với các điều kiện chung cho mọi sóng, trong miền chồng chất của hai chùm tia sáng có xảy ra hiện tượng giao thoa, nhiễu xạ,... Các hiện tượng này làm biểu lộ rõ bản chất sóng của ánh sáng.

SS.1. HÀM SỐ SÓNG – CÁC ĐẠI LƯỢNG ĐẶC TRƯNG CỦA SÓNG ÁNH SÁNG.

1. Hàm số sóng.

Sóng ánh sáng phát đi từ nguồn S được biểu diễn bằng hàm số tuần hoàn theo thời gian.

$$s = a \cos (\omega t + \varphi_0). \quad (1.1)$$

s là ly độ, a là biên độ, ω là tần số vòng (mạch số). Đại lượng

$\varphi = \omega t + \varphi_0$ được gọi là pha của sóng, φ_0 là pha ban đầu (khi $t = 0$). Hàm (1.1) biểu diễn chấn động tại một điểm xác định trong không gian, nên chỉ có biến số thời gian t .

Tần số ν là số giao động trong một đơn vị thời gian, ta có:

$$\omega = 2 \pi \nu.$$

Thời gian T để thực hiện một giao động, gọi là chu kỳ của sóng.

$$T = \frac{1}{\nu}$$

Hàm (1.1) thường được viết dưới dạng sau:

$$s = a \cos (2 \pi \nu t + \varphi_0) = a \cos \left(\frac{2\pi}{T} t + \varphi_0 \right)$$

2. Ánh sáng đơn sắc – bề mặt sóng.

Nếu tần số (hay chu kỳ) của ánh sáng chỉ nhận một giá trị xác định thì ánh sáng là đơn sắc.

Biểu thức (1.1) là hàm số sóng đơn sắc. Dưới đây là giá trị bước sóng ứng với các ánh sáng đơn sắc trong miền ánh sáng thấy được.

λ (μ)	ánh sáng đơn sắc.
0,4 – 0,43	tím.
0,43 – 0,45	chàm.
0,45 – 0,50	lam.
0,50 – 0,57	lục.
0,57 – 0,60	vàng.
0,60 – 0,63	cam.
0,63 – 0,76	đỏ.

Gọi v là vận tốc tuyến của ánh sáng trong môi trường. Thời gian để chấn động truyền từ nguồn S tới một điểm M cách S một đoạn x là x/v . Như vậy chấn động ở M và thời điểm t chính là chấn động tại nguồn S vào thời điểm t ỉ. Vậy chấn động tại M có dạng:

$$s_M = a \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi_0 \right]$$

$$\text{Hay } s_M = a \cos \left(\omega t + \varphi_0 - \omega \frac{x}{v} \right) \quad (1.2)$$

(khi viết biểu thức của s_M như trên, ta đã giả thiết là biên độ của sóng không đổi khi truyền từ S tới M). Ta thấy trong pha của biểu thức (1.2) có xuất hiện số hạng $-\omega x/v$, ta bảo chấn động ở M đã chậm pha hơn chấn động ở S một trị số $\omega x/v$.

Phương trình (1.2) có thể viết lại là:

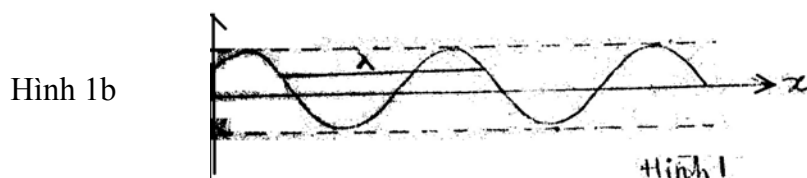
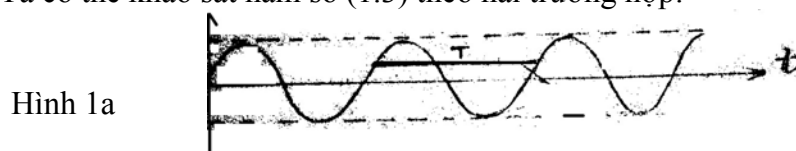
$$s_M = a \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{T \cdot v} \right) + \varphi_0 \right].$$

Tích số $T \cdot v$ là đoạn đường sóng truyền được trong môi trường trong một chu kỳ, được gọi là bước sóng: λ

$$\lambda = v \cdot T$$

$$\text{Vậy } s_M = a \cos [2\pi \tilde{G} - \tilde{G}] + (0). \quad (1.3)$$

Ta có thể khảo sát hàm số (1.3) theo hai trường hợp:



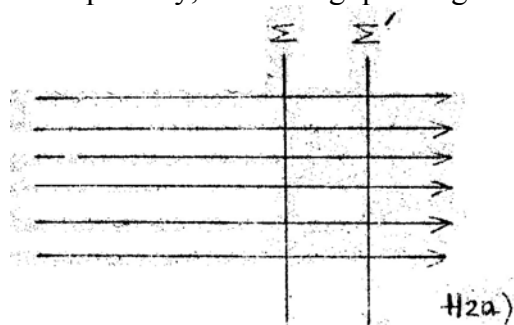
- Cố định điểm quan sát, x được coi là hằng số. Ly độ s là một hàm theo thời gian t . T là chu kỳ thời gian. Sau một thời gian bằng T , ly độ s nhận lại giá trị cũ (Hình 1a).

- Cố định thời điểm quan sát, t là hằng số. Biến số bây giờ là x . độ dài λ (bước sóng) là chu kỳ không gian (Hình 1b) là hình ảnh tức thời của sóng.

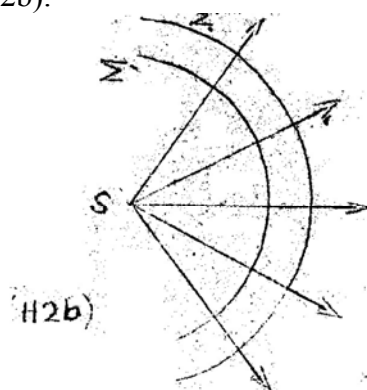
Khi cố định thời điểm quan sát, mỗi điểm trong không gian ứng với một giá trị pha xác định. Quĩ tích những điểm giao động cùng pha được gọi là bề mặt sóng. Giữa hai bề mặt sóng, thời gian truyền theo mọi tia sáng đều bằng nhau, cũng có nghĩa là các quang lộ giữa hai bề mặt sóng thì bằng nhau. Các tia sáng thẳng góc với bề mặt sóng tại mỗi điểm.

Ứng với chùm tia sáng song song, bề mặt sóng (là một mặt phẳng. Ta có một sóng phẳng (Hình 2a).

Trong một môi trường đẳng hướng, ánh sáng phát ra từ một nguồn điểm S lan đi theo những mặt cầu. Ta có sóng cầu (bề mặt sóng là một mặt cầu). Chùm tia sáng tương ứng là chùm tia phân kỳ, điểm đồng qui là nguồn điểm S (Hình 2b).



Hình 2



Ở một khoảng cách khá xa nguồn điểm, sóng cầu có thể gọi gần đúng là sóng phẳng.

Lưu ý: Ta nhận xét: Hàm (1.2) có dạng $SM = f(t - \vec{G})$.

Mọi hàm $f(t - \vec{G})$ với f có dạng bất kỳ đều có thể dùng để biểu diễn một quá trình sóng.

Khi viết hàm số (1.1) biểu diễn chấn động sóng đơn sắc, ta đã dùng một hàm có dạng cosin hay sin. Đây chỉ là một dạng đơn giản. Với các chấn động tuần hoàn phức tạp, ta có thể phân tích thành tổng của các chấn động đơn sắc hình cosin hay sin (theo định lý Fourier). Do đó các lý thuyết mà ta khảo sát dựa trên hàm số sóng đơn sắc hình cosin hay sin vẫn có giá trị đối với các chấn động phức tạp hơn.

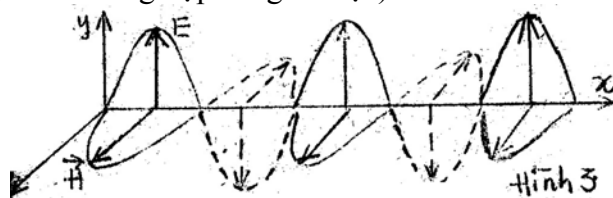
3. Ánh sáng là sóng điện từ – thang sóng điện từ.

Các hiện tượng giao thoa, nhiễu xạ, phân cực... thể hiện bản chất sóng của ánh sáng. Nhưng còn phải tiếp tục trả lời câu hỏi: Đó là sóng gì? Có phải là các giao động cơ học giống như trường hợp sóng âm hay không?

Trong quá trình tìm kiếm các hiện tượng trong tự nhiên có liên quan đến hiện tượng điện từ, vào giữa thế kỷ 19, Faraday đã phát hiện ra hiện tượng quay mặt phẳng phân cực trong từ trường (sẽ nghiên cứu trong giáo trình này). Điều này chứng tỏ ánh sáng chịu tác động của hiện tượng từ.

Tiếp theo đó (năm 1864) Maxuên phát hiện ra vận tốc ánh sáng trong chân không đúng bằng vận tốc của sóng điện từ trong chân không. Ông kết luận: Ánh sáng là sóng điện từ. Kết luận này được thực nghiệm kiểm chứng.

Sóng ánh sáng lan truyền được qua chân không, không cần môi trường vật chất mang sóng (không như trường hợp sóng cơ học).



Kết quả nghiên cứu sóng điện từ cho biết rằng các vectơ điện trường, từ trường và vận tốc truyền sóng $\vec{G}, \vec{G}, \vec{v}$ hợp thành hệ vectơ thuận (Hình 3). Nếu sóng lan truyền theo phương Ox, thì các vectơ điện giao động trong mặt yox, các vectơ từ trường giao động trong mặt zox.

\vec{E} và \vec{H} giao động cùng pha.

Thí nghiệm cho biết vectơ chấn động sáng là vectơ điện trường \vec{G} chứ không phải vectơ từ trường \vec{G} .

Vận tốc truyền sóng trong một môi trường có chiết suất M là:

$$V = \frac{C}{n}$$

C là vận tốc ánh sáng trong chân không. Người ta đo được C (300.000 km/s.

Nếu chấn động sáng tại một điểm có biên độ là a thì cường độ sáng tại điểm này được định nghĩa $I = \bar{s}$. (Ta cần phân biệt cường độ sáng ở đây với khái niệm về cường độ sáng của nguồn trong phần trắc quang).

Ánh sáng mà mắt ta nhìn thấy được chỉ chiếm một khoảng rất hẹp trên thang sóng điện từ. Hình 4 trình bày sơ lược thang sóng điện từ theo tần số và bước sóng với các nguồn phát sóng tương ứng.

SS.2. NGUYÊN LÝ CHỒNG CHẤT.

1. Nguyên lý chồng chất.

Trạng thái giao động tại mỗi điểm trong miền gặp nhau của các sóng tuân theo nguyên lý chồng chất có nội dung như sau:

- Ly độ dao động gây ra bởi một sóng độc lập với tác dụng của các sóng khác.
- Ly độ dao động tổng hợp là tổng hợp vectơ các ly độ thành phần gây ra bởi các sóng.

Nguyên lý chồng chất được nhiều thí nghiệm kiểm chứng. Chỉ đối với các chùm tia mà biên độ chấn động lớn như chùm tia laser, người ta mới nhận thấy có các tác động các chùm tia gặp nhau.

2. Cách cộng các chấn động.

Ta xét các sóng có cùng tần số và dao động cùng phương.

a- Sự tổng hợp hai sóng.

Ta có hai sóng cùng tần số, cùng phương đến một điểm M vào thời điểm t.

$$\vec{s}_1 = \vec{a}_1 \cos(\omega t + \varphi_{01})$$

$$\vec{s}_2 = \vec{a}_2 \cos(\omega t + \varphi_{02})$$

Hiệu số pha giữa hai sóng là $\Delta\varphi = \varphi_{01} - \varphi_{02}$ chấn động tổng hợp là $\Delta\varphi = \varphi_{01} - \varphi_{02}$

Vì hai chấn động có cùng phương, nên tổng vectơ được thay bằng tổng đại số.

$$s = s_1 + s_2 = a_1 \cos(\omega t + \varphi_{01}) + a_2 \cos(\omega t + \varphi_{02})$$

Bằng cách chọn lại gốc thời gian, ta có thể viết lại là:

$$s = a_1 \cos \omega t + a_2 \cos(\omega t - \Delta\varphi)$$

$$s = (a_1 + a_2 \cos \Delta\varphi) \cos \omega t + a_2 \sin \Delta\varphi \sin \omega t$$

Cường độ sáng tổng hợp :

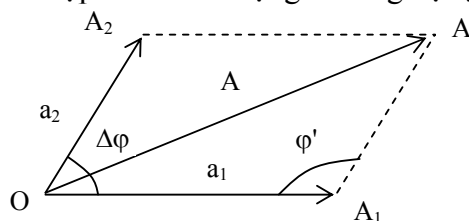
$$I = A^2 = (a_1 + a_2 \cos \Delta\varphi)^2 + (a_2 \sin \Delta\varphi)^2$$

A là biên độ sóng tổng hợp

$$\text{Vậy } I = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos \Delta\varphi$$

Ta có thể giải lại bài toán trên bằng cách vẽ Fresnel.

Các chấn động thành phần s_1 và s_2 được biểu diễn bởi các vectơ \vec{G} có độ dài là các biên độ a_1 và a_2 và hợp với nhau một góc bằng độ lệch pha.

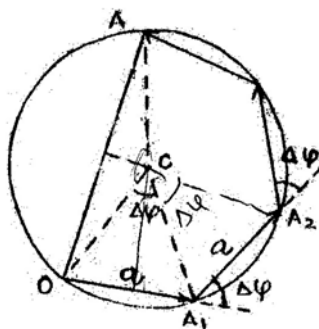


Hình 5

$$\text{Ta có: } A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos \varphi'$$

$$\text{Hay } I = A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos \Delta\varphi.$$

b. Tổng hợp N sóng:



Hình 6

Ta giới hạn trong trường hợp N sóng có biên độ bằng nhau là a và độ lệch pha của hai chấn động kế tiếp nhau không đổi là $\Delta\varphi$.

Ta thực hiện phép cộng N vectơ như hình 6. Các chấn động thành phần được biểu diễn bởi các vectơ có độ dài bằng nhau là a , hai vectơ liên tiếp hợp với nhau một góc là $\Delta\varphi$.

Độ dài A của vectơ tổng biểu diễn biên độ của chấn động tổng hợp.

Xét tam giác OCL , ta có:

$$OC = \frac{a}{2 \sin \frac{\Delta \varphi}{2}}$$

Ta còn có góc $\widehat{OCA} = 2\pi - N \cdot \Delta\varphi$

$$A = 2 \cos \left(\frac{2\pi - N\Delta\varphi}{2} \right)$$

$$A = 2 \text{ OC} \sin \frac{N \cdot \Delta \varphi}{2} = a \frac{\sin \frac{N \cdot \Delta \varphi}{2}}{\sin \frac{\Delta \varphi}{2}} \quad (2.2)$$

Cường độ của sóng tổng hợp:

$$\boxed{I = A^2 = a^2 \sin^2 \frac{N\Delta\varphi}{2} / \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}} \quad (2.3)$$

SS. 3. NGUỒN KẾT HỢP – HIỆN TƯỢNG GIAO THOA.

1. Điều kiện của các nguồn kết hợp.

Xét trường hợp chồng chất của 2 sóng cùng tần số và cùng phương giao động. Cường độ sóng tổng hợp tính theo biểu thức (2.1)

$$I = a_1^2 + a_2^2 + 2 a_1 a_2 \cos \Delta\varphi \text{ hay}$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi$$

Ta thấy cường độ ánh sáng tổng hợp không phải là sự cộng đơn giản các cường độ sáng thành phần I_1 và I_2 . Xét các trường hợp sau:

a. Độ lệch pha thay đổi theo thời gian và tần số lớn:

Nếu pha ban đầu của các sóng tại điểm quan sát M không có liên hệ với nhau mà thay đổi một cách ngẫu nhiên với tần số lớn thì hiệu số pha $\Delta\varphi = \varphi_{01} - \varphi_{02}$ cũng thay đổi một cách

ngẫu nhiên với tần số lớn theo thời gian. Khi đó $\cos \Delta\varphi$ nhận mọi giá trị có thể trong khoảng $[-1, +1]$ và giá trị trung bình $\cos \Delta\varphi = 0$.

Kết quả là cường độ sóng tổng hợp trung bình: $I = I_1 + I_2$, bằng tổng các cường độ sáng thành phần. Trong trường hợp này cường độ sáng trong miền chồng chất của hai sóng là như nhau tại mọi điểm, không phải trường hợp cần quan tâm.

b. Độ lệch pha không đổi theo thời gian:

Pha ban đầu của các sóng thành phần có thể thay đổi đồng bộ theo thời gian sao cho độ lệch pha $\Delta\varphi = \varphi_{01} - \varphi_{02}$ không đổi theo thời gian. Khi đó chỉ có thể thay đổi theo điểm quan sát M.

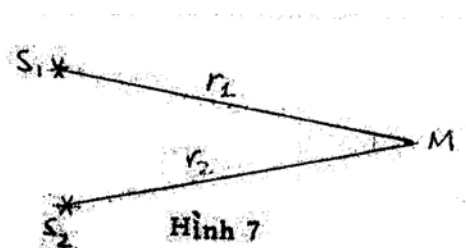
Cường độ sáng I cực đại tại các điểm M ứng với $\cos\bar{G} = +1$, $I_M = (a_1 + a_2)^2$, và cực tiểu tại các điểm M ứng với $\cos\bar{G} = -1$, $I_m = (a_1 - a_2)^2$.

Kết quả là trong miền chồng chập có các vân sáng và vân tối. Đó là hiện tượng giao thoa. Các vân sáng và vân tối được gọi là các vân giao thoa hay các cực đại, cực tiểu giao thoa. Các nguồn sáng có thể tạo nên hiện tượng giao thoa gọi là các nguồn kết hợp (hay điều hợp).

Điều kiện của các nguồn kết hợp là:

- Có cùng tần số.
- Có cùng phương giao động.
- Có hiệu số pha không đổi theo thời gian.

2. Điều kiện cho các cực đại và các cực tiểu giao thoa.



S1 và S2 là nguồn kết hợp. Chúng ta thường gặp hai nguồn kết hợp có pha ban đầu như nhau, các chấn động phát đi là:

$$s_1 = a_1 \cos(\omega t + \alpha_0) \quad (3.1)$$

$$s_2 = a_2 \cos(\omega t + \alpha_0)$$

Hai chấn động trên truyền đến điểm quan sát M, với biểu thức sóng tương ứng lần lượt là:

$$s_{1M} = a_1 \cos\left[\omega\left(t - \frac{r_1}{v}\right) + \alpha_0\right]$$

$$s_{2M} = a_2 \cos\left[\omega\left(t - \frac{r_2}{v}\right) + \alpha_0\right]$$

Nếu chiết suất của môi trường là n, thì vận tốc $v = \frac{c}{n}$

Pha ban đầu của sóng tại M:

$$\varphi_{01} = \alpha_0 - \omega \frac{r_1}{v}$$

$$\alpha_{02} = \alpha_0 - \omega \frac{r_2}{v}$$

Độ lệch pha của hai sóng:

$$\Delta\varphi = \varphi_{01} - \varphi_{02} = \omega \frac{r_1 - r_2}{v} = \frac{2\pi(r_1 - r_2)n}{T.C} = \frac{2\pi\delta}{\lambda}.$$

$\delta = (r_2 - r_1) n$ là hiệu quang lộ của hai sóng đến M.

λ là bước sóng trong chân không.

Độ lệch pha liên quan với hiệu quang lộ như sau:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda}. \quad (3.2)$$

Hay có thể viết dưới dạng đối xứng:

$$\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{\delta}{\lambda}. \quad (3.2)$$

a. Điều kiện cho các cực đại.

Như trên đã phân tích, các cực đại ứng với $\cos\varphi = +1$ (2.1)

Vậy hiệu số pha ứng với các cực đại là:

$$\Delta\varphi = \pm k 2 \pi \text{ với } k = 0, 1, 2, \dots \quad (3.3)$$

Hay ứng với hiệu quang lộ:

$$\delta = \pm k \lambda \quad (3.4)$$

Như vậy tại các cực đại sáng, hai sóng cùng pha với nhau (3.3), hay hiệu quang lộ tương ứng bằng số nguyên lần bước sóng (trong chân không).

Các vân sáng ứng với giá trị $k = 1$ chẳng hạn, được gọi là các vân sáng bậc 1 và bậc -1 , vân vân.

b. Điều kiện cho các cực tiểu.

Các cực tiểu ứng với điều kiện $\cos\Delta\varphi = -1$, nghĩa là:

$$\Delta\varphi = \pm (2k + 1) \pi \text{ với } k = 0, 1, 2, \dots \quad (3.5)$$

$$\text{hay } \delta = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (3.6)$$

Như vậy tại các cực tiểu, hai sóng ngược pha nhau (3.5) và hiệu quang lộ tương ứng bằng số lẻ lần nửa bước sóng $\frac{\lambda}{2}$.

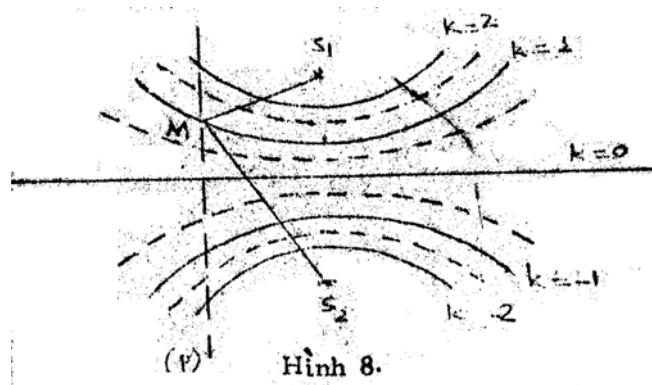
Cường độ tương ứng của các vân sáng và vân tối là;

$$I_M = (a_1 + a_2)^2 \text{ và } I_m = (a_1 - a_2)^2.$$

Từ đó ta thấy rằng để độ tương phản của hệ vân giao thoa lớn, phải có I_M lớn và $I_m \approx 0$, biên độ của hai chấn động phải gần bằng nhau.

$$a_1 \approx a_2.$$

SS.4. GIAO THOA KHÔNG ĐỊNH XÚ' CỦA HAI NGUỒN SÁNG ĐIỂM.



Có hai nguồn điểm kết hợp đồng pha S_1 và S_2 . Biểu thức sóng tương ứng là các biểu thức (3.1). Vị trí các cực đại và các cực tiểu thỏa mãn điều kiện (3.4) và (3.6) đối với hiệu quang lộ.

1. Ảnh giao thoa trong không gian.

Giả sử trường giao thoa là chân không ($n = 1$), vậy hiệu quang lộ cũng là hiệu đường đi. Ta xét vị trí các cực đại.

Trong mặt phẳng hình vẽ 8, quỹ tích những điểm M có hiệu khoảng cách $(r_1 - r_2)$ đến S_2 và S_1 bằng $0, \pm \lambda, \pm 2\lambda, \dots$ là hệ các đường hyperbol với hai tiêu điểm S_1 và S_2 (H.8). Vân sáng bậc 0 được gọi là vân sáng trung tâm, là dải sáng lân cận đường trung trực của đoạn S_1S_2 . Xen kẽ giữa các vân sáng là các vân tối.

Hình ảnh giao thoa trong không gian được suy ra bằng cách quay hình 8 một góc 360° quanh trục đối xứng S_1S_2 . Như vậy ta thu được các mặt hyperboloid tròn xoay sáng và tối xen kẽ nhau.

Chú ý: Chúng ta làm như trên là căn cứ từ nhận xét: Khi đặt vào không gian hai nguồn sáng S_1 và S_2 , trục S_1S_2 trở thành trục đối xứng. Quay hệ vật lý (gồm hai nguồn sáng) quanh trục đối xứng S_1S_2 một góc bất kỳ, hệ vẫn trùng với chính nó. Ta nói hệ vật lý có tính đối xứng tròn xoay quanh trục S_1S_2 . Như thế mọi tính chất vật lý của hệ đều nhận tính chất đối xứng trên.

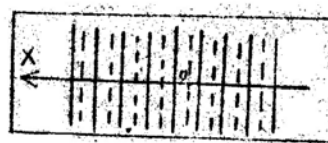
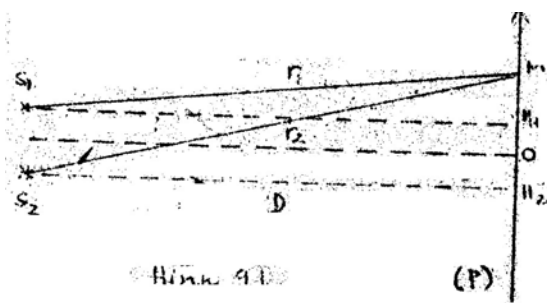
Biết được tính đối xứng của hệ, ta chỉ cần khảo sát hiện tượng trong phạm vi hẹp (theo một đường, trong một mặt...) rồi suy rộng ra cho toàn không gian.

2. Hình ảnh giao thoa trong mặt phẳng - Khoảng cách vân.

Thông thường hình ảnh giao thoa được hứng trên màn phẳng P để quan sát. Ta thấy hệ vân giao thoa không định xứ tại một vị trí đặc biệt nào, nên được gọi là giao thoa không định xứ, vì vậy có nhiều cách để đặt màn quan sát.

- Nếu mặt phẳng P song song với S_1S_2 ta thu được các vân hình hyper-bol (tương tự như trong mặt phẳng hình vẽ 8).

- Nếu mặt phẳng P cắt vuông góc với S_1S_2 , ta thu được các vân hình tròn. Chúng ta chỉ xét trường hợp đầu tiên, vì trường hợp này tiện lợi trong đo đạc và nghiên cứu.



Gọi Ox là giao tuyến giữa mặt phẳng P và mặt phẳng qua S1 và S2 đồng thời vuông góc với P (mặt phẳng hình vẽ).

Như trên đã nói, trên màn P sẽ quan sát thấy các vân hình hyperbol. Tuy nhiên nếu chỉ giới hạn một miền hẹp gần giao tuyến Ox, thì hệ vân giao thoa có dạng các đoạn thẳng song song (H.10).

Trên trục Ox, ta xét trạng thái sáng tại điểm M cách O một đoạn x. Gọi khoảng cách giữa S1 và S2 là l , khoảng cách từ các nguồn đến màn quan sát là D. Hiệu quang lộ từ các nguồn đến M là $(r_1 - r_2)$ (H.9).

Hạ các đường vuông góc S1H1 và S2H2 ta có:

$$r^2 = D^2 + \left(x + \frac{l}{2}\right)^2.$$

$$r_1^2 = D^2 + \left(x - \frac{l}{2}\right)^2.$$

$$r_2^2 - r_1^2 = 2\lambda x.$$

$$(r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = 2\lambda x.$$

Khoảng cách D rất lớn so với l và x , cho nên gần đúng có thể xem:

$$(r_1 + r_2) \approx 2D.$$

$$\text{Vậy hiệu quang lộ: } \delta = \frac{dx}{D}. \quad (4.1)$$

$$\text{Hay suy ra: } x = \frac{\delta \cdot D}{l}. \quad (4.2).$$

Áp dụng điều kiện các cực đại và cực tiểu giao thoa, ta có tọa độ của vân sáng:

$$x_s = \pm k \frac{\lambda \cdot D}{l} \quad (4.3)$$

tọa độ của vân tối:

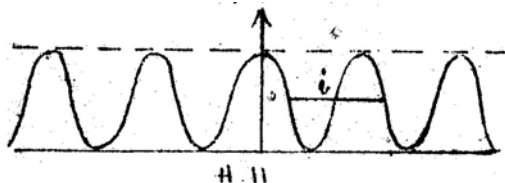
$$x_t = \pm (2k + 1) \frac{\lambda \cdot D}{2l} \quad (4.4)$$

Khoảng cách giữa 2 vân sáng liên tiếp bằng:

$$i = \frac{\lambda D}{\ell} \quad (4.5)$$

Khoảng cách giữa hai vân tối liên tiếp cũng có giá trị như trên, i được gọi là khoảng cách vân.

Như vậy trên màn quan sát hệ các vân sáng và vân tối xen kẽ nhau, cách đều nhau. Màu của các vân sáng là màu của ánh sáng đơn sắc phát đi từ các nguồn. Các vân tối đen hoàn toàn (trường hợp $a_1 = a_2$). Từ vân sáng tới vân tối cường độ sáng biến thiên liên tục theo hàm số $\cos^2 \beta x$ (ta chứng minh dễ dàng với giả thiết $a_1 = a_2$)



Chú ý: Đo được khoảng vân i rồi dùng công thức (4.5) có thể tính được bước sóng ánh sáng. Để cho khoảng vân i đủ lớn (cỡ 10^3 lần λ) thì D phải lớn. D có độ lớn cỡ m, còn ℓ có độ lớn cỡ mm.

Tần số ánh sáng rất lớn, thí nghiệm chưa đo trực tiếp được; ta phải đo bước sóng λ , rồi từ đó tính ra tần số ν của ánh sáng.

SS.5. CÁC THÍ NGHIỆM GIAO THOA KHÔNG ĐỊNH XÚ.

1. Tính không kết hợp của hai nguồn sáng thông thường.

Trong các nguồn sáng thường gặp như ngọn lửa, đèn điện, mặt trời... tâm phát sáng là các phân tử, nguyên tử, hoặc ion. Theo lý thuyết cổ điển, trong các tâm đó, bình thường điện tử ở tại các trạng thái dừng quanh hạt nhân. Khi nhân được năng lượng kích thích (nhiệt năng, điện năng...), các điện tử nhảy lên các trạng thái kích thích ứng với các mức năng lượng cao hơn. Các trạng thái kích thích không bền, điện tử lại rơi trở về các quỹ đạo bền, kèm theo việc phát ra năng lượng dưới dạng sóng điện từ.

Đó là quá trình phát sáng được mô tả vắn tắt. Quá trình đó có các đặc điểm như sau:

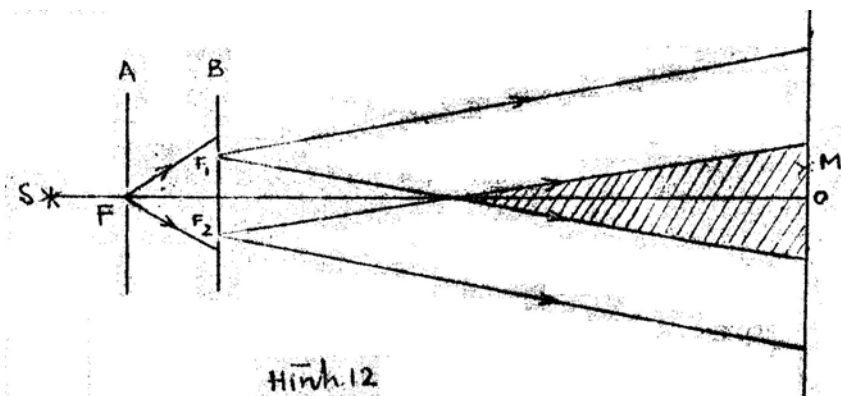
- Số tâm phát sáng rất lớn và độc lập với nhau.
- Quá trình phát sáng có tính ngẫu nhiên, các đoàn sóng phát đi từ các tâm riêng biệt, hay các đoàn sóng trước sau của cùng một tâm phát sáng cũng không có mối liên hệ gì với nhau về pha ban đầu, phương giao động và tần số, biên độ (Tuy nhiên một loại tâm phát sáng trong cùng các điều kiện chỉ có thể phát ra một bộ tần số đặc trưng nhất định).
- Các đoàn sóng trong các nguồn sáng thông thường không kéo dài vô tận trong không gian và thời gian (như các hàm số sóng đơn sắc đã mô tả). Nếu thời gian cho mỗi lần phát sáng vào cỡ 10^{-8} s thì độ dài của mỗi đoàn sóng vào cỡ mét.

Xét các đặc trưng trên chúng ta thấy các tâm phát sáng riêng biệt trong nguồn sáng không có tính kết hợp, các phần riêng biệt của một nguồn sáng cũng không kết hợp – hai nguồn sáng độc lập không thể nào có tính kết hợp. Vì vậy thông thường chúng ta chỉ quan sát thấy sự cộng đơn giản của cường độ ánh sáng ($I = I_1 + I_2$) mà không quan sát thấy hiện tượng giao thoa.

Ngày nay, từ năm 1960 người ta đã chế tạo được các nguồn sáng riêng rẽ nhưng kết hợp, đơn sắc và song song. Đó là nguồn laser (theo tiếng Anh light amplification by stimulated emission of radiation). Chúng ta sẽ nghiên cứu cơ chế phát sáng trong nguồn laser ở phần sau của giáo trình.

Trong các phòng thí nghiệm người ta tạo ra hai nguồn kết hợp bằng cách dùng dụng cụ quang học tạo ra hai nguồn thứ cấp (hay dẫn xuất) kết hợp từ một nguồn sáng ban đầu. Ta sẽ lần lượt khảo sát một số thí nghiệm như vậy.

2. Thí nghiệm khe YOUNG (IĂNG).

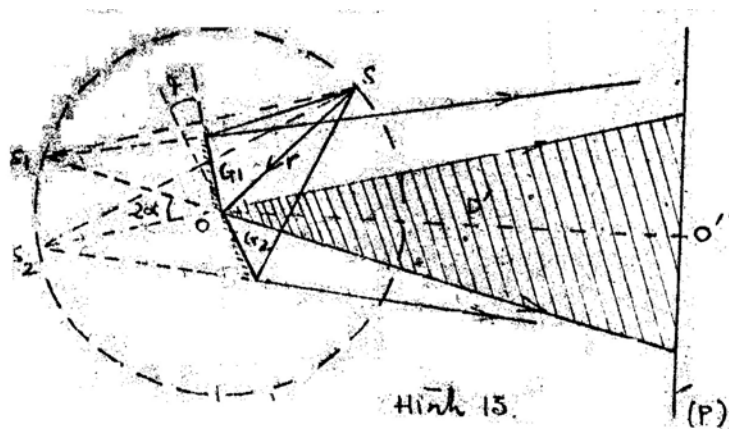


Đây là thí nghiệm đầu tiên thực hiện được sự giao thoa ánh sáng. Trước nguồn sáng, người ta đặt một màn chắn A có đục một khe hẹp F để hạn chế kích thước nguồn sáng. Ánh sáng phát ra từ F, rồi sáng hai khe hẹp, song song, F_1 và F_2 ở trên màn B. Giả sử F_1 , F_2 cách đều hai khe sáng F. Theo cách bố trí trên, ta đã dùng hai khe F_1 , F_2 để tách một đoạn sóng (phát ra từ nguồn sáng) thành hai đoàn giống hệt nhau. Như vậy F_1 và F_2 là hai nguồn kết hợp.

Do hiện tượng nhiễu xạ (ta khảo sát trong chương sau) các khe F_1 và F_2 trở thành hai nguồn sáng dẫn xuất. Trong phần chồng chất của hai chùm tia phát xuất từ F_1 và F_2 , ta có hiện tượng giao thoa với hệ thống các vân thẳng, song song, sáng tối xen kẽ và cách đều nhau một khoảng là i theo công thức (4.5). Tại O ta có vân sáng trung tâm.

Nếu trước một trong hai nguồn F_1 , F_2 , thí dụ trước F_1 , ta đặt một bản mỏng có bề dày là e , chiết suất n . Quang lộ đi từ F_1 tới một điểm M trong trường giao thoa trên màn ảnh tăng lên một lượng là $e(n - 1)$. Vân sáng trung tâm cũng như tất cả hệ vân sẽ dịch chuyển một đoạn xác định. Từ đoạn dịch chuyển này ta có thể suy ra bề dày e hoặc chiết suất n của bản.

3. Hai gương Fresnel (Fresnel).



Hai gương phẳng G1 và G2 hợp với nhau góc \widehat{G} bé. Giao tuyến của hai gương cắt mặt phẳng hình vẽ tại O (H.13). nguồn sáng điểm S đặt cách giao tuyến của hai gương một khoảng r. Mỗi một đoàn sóng xuất phát từ S đều cùng đến được hai gương. Như vậy hai chùm tia phản xạ từ hai gương thỏa mãn điều kiện kết hợp. Nhờ độ nghiêng \widehat{G} giữa hai gương mà 2 chùm tia phản xạ có phần chồng chất lên nhau, cho hiện tượng giao thoa.

Để nghiên cứu định lượng hiện tượng chúng ta phân tích như sau. S1 và S2 là hai ảnh ảo của S qua hai gương G1 và G2. Có thể xem các chùm tia phản xạ từ gương như xuất phát từ 2 nguồn kết hợp S1 và S2. Hai nguồn này, cùng với S, nằm trên đường tròn tâm O bán kính r. Dễ dàng chứng minh rằng góc $S_1OS_2 = 2\alpha$. Như vậy khoảng cách giữa hai nguồn kết hợp:

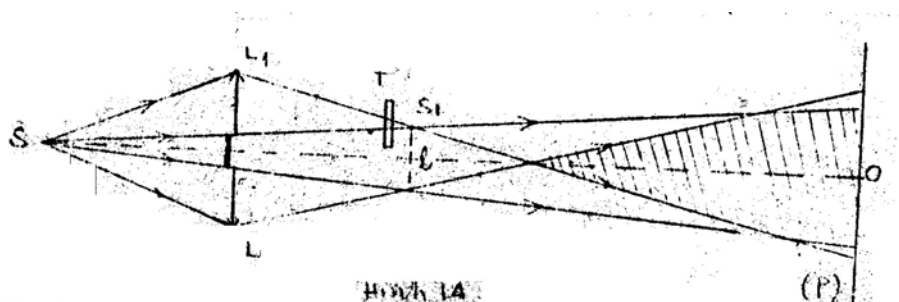
$$\lambda = 2r \propto$$

Tương tự như trường hợp giao thoa của hai nguồn sáng điểm, màn quan sát P được đặt vuông góc với đường trung trực của đoạn S1S2. Điểm O' chính là vị trí vân sáng trung tâm. Các công thức từ (4.1) đến (4.5) đều được áp dụng đúng nếu thay $(= 2rG$ và $D=D'+r$.

Để cho cường độ sáng của các vân đủ lớn, dễ quan sát, nguồn sáng S được bố trí dưới dạng khe hẹp, song song với giao tuyến của hai gương.

So với trường hợp hai khe lằng, giao thoa với hai gương Fresnel tránh được hiện tượng nhiễu xạ.

4. Hai bán thầu kính Billet.



Một thấu kính hội tụ được cưa đôi theo đường kính (mặt phẳng đối xứng). Hai nửa L1 và L2 được tách rời nhau ra, cho ta hai ảnh riêng biệt S1 và S2 của cùng một nguồn sáng S (H.14). S1 và S2 là hai nguồn kết hợp. Hiện tượng giao thoa được quan sát trên màn P. Biết được khoảng cách (giữa hai nguồn kết hợp, cũng như khoảng cách D từ S1 và S2 đến màn quan sát chúng ta dễ dàng xác định kích thước của hệ vân giao thoa.

Cách bố trí này cho ta hai nguồn thật, hoàn toàn cách rời nhau. Thành thử ta có thể dễ dàng thay đổi quang lộ của một trong hai chùm tia, bằng cách đặt bản mỏng T có bề dày e và chiết suất n trước nguồn sáng S1 chẳng hạn (xem phần khe lạng).

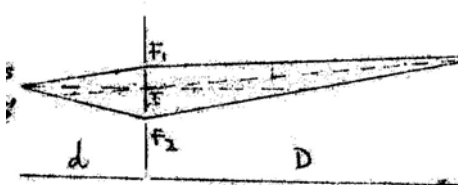
5. Gương lồi (Lloyd).



Chùm tia sáng xuất phát từ S được tách làm hai phần: Phần đến trực tiếp trên màn quan sát P, phần còn lại đến P sau khi phản xạ từ gương phẳng G (H.15). Chùm tia phản xạ như xuất phát từ ảnh ảo S'. S và S' là nguồn kết hợp S được đặt gần mặt phẳng của gương, sao cho khoảng cách $l = ss'$ là bé.

O là giao tuyến giữa đường trung trực của đoạn ss' và màn quan sát P. Ở O lẽ ra ta quan sát thấy vân sáng vì quang lộ $SO = S'O$, thì lại thấy vân tối. Để giải thích điều ấy, chúng ta thừa nhận rằng, khi phản xạ trên gương G, quang lộ thay đổi đi một nửa bước sóng. Hay nói rằng khi phản xạ trên gương, pha của chấn động đã thay đổi đi π . Hiện tượng đổi pha này xảy ra, khi ánh sáng phản xạ trên môi trường chiết quang hơn (chiết suất lớn hơn).

SS.6. KÍCH THƯỚC GIỚI HẠN CỦA NGUỒN SÁNG.



Hình 16

Trong thí nghiệm khe young, nguồn sáng điểm S được đặt cách đều hai khe F1, F2. Trên hình vẽ 16, các quang lộ SF1 và SF2 bằng nhau F1 và F2 là hai nguồn đồng bộ.

Tại O, chân đường trung trực của F1 F2 xuống màn P, ta có vân sáng trung tâm. Bây giờ giả sử S di chuyển một đoạn nhỏ y tới S'. Vân sáng trung tâm và có hệ thống vân sẽ dịch chuyển đi một đoạn $x = OO'$. Ta đi tính x.

Hiệu quang lộ tại O' bằng không. ta có:

$$S'F_1 + F_1O' = S'F_2 + F_2O'$$

Hay $S'F_1 - SF_2 = F_2O' - F_1O'$

Trước đây, ta đã tính được:

$$F_2O' - F_1O' = \frac{x\ell}{D}$$

Tương tự ta có:

$$S'F_1 - S'F_2 = \frac{y\ell}{d}$$

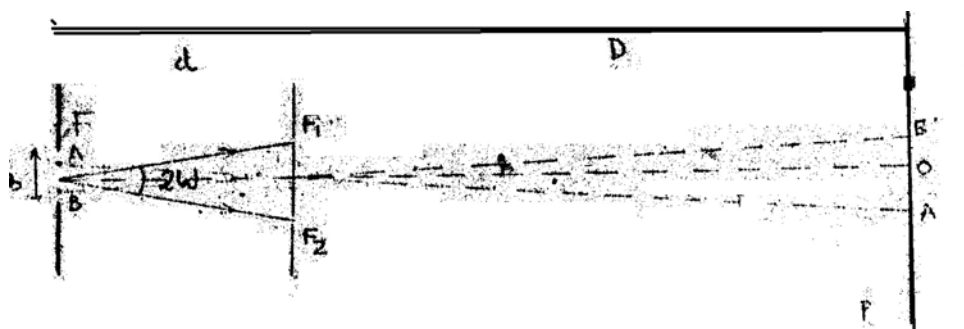
Vậy
$$x = \frac{yD}{d} \quad (6.1)$$

O' nằm trên đường SI, I là trung điểm của đoạn F1 F2 (hình 16)

Để có thể quan sát dễ dàng hệ vân, trong các thí nghiệm về giao thoa ánh sáng, người ta thay nguồn điểm S bằng một khe sáng F. Mỗi điểm trên khe là một nguồn sáng độc lập, cho một hệ vân riêng biệt. Muốn quan sát được rõ hiện tượng giao thoa, các hệ vân, ứng với các nguồn điểm, phải trùng nhau.

Ta nhận xét rằng trong các thí nghiệm khe Young, gương Fresnel... mặt phẳng đối xứng của hệ là mặt phẳng của hình vẽ. Vì vậy khi cho nguồn điểm S dịch chuyển theo phương thẳng góc với mặt phẳng đối xứng, hệ vân giao thoa sẽ trượt trên chính nó. Do đó, để quan sát tốt hiện tượng giao thoa, khe sáng F được đặt thẳng góc với mặt phẳng đối xứng của hệ.

Ngoài ra ta cũng có điều kiện về bề rộng của khe sáng F.



Hình 17

Gọi bề rộng của khe F là b. Điểm A là một điểm ở nửa bề rộng trên, B là một điểm ở nửa dưới có khoảng cách $AB = \frac{b}{2}$. Như vậy trên bề rộng của khe ta có vô số cặp như thế. Các điểm A và B cho các hệ vân giao thoa với vân trung tâm ở các vị trí A' và B'. hai hệ vân này lệch nhau một khoảng là:

$$A'B' = AB \frac{D}{d} = \frac{bD}{2d}$$

Nếu độ lệch A'B' này bằng nửa khoảng cách vân ($\frac{\lambda}{2}$), cực đại của hệ vân này trùng với cực tiểu của hệ vân kia, hiện tượng giao thoa sẽ biến mất.

Người ta quy ước hiện tượng còn quan sát được nếu độ lệch của mỗi cặp hệ vân như trên không vượt quá $\frac{\lambda}{4}$.

$$\frac{b_{gh}D}{2d} = \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda D}{4\ell}$$

Vậy bề rộng giới hạn của khe sáng F là:

$$b_{gh} = \frac{\lambda d}{2\ell}$$

Nếu 2ω là góc nhìn hai khe F1, F2 từ nguồn F, ta có:

$$\tan \omega = \frac{\ell}{2d}$$

$$\text{Vậy } b_{gh} = \frac{\lambda}{4 \tan \omega} \approx \frac{\lambda}{4 \sin \omega}$$

Vì góc (ω) rất nhỏ.

Cách tính trên được thành lập với cách bố trí của thí nghiệm khe young. Với một thí nghiệm khác, phải dùng một cách tính riêng thích hợp.

SS. 7. GIAO THOA VỚI ÁNH SÁNG KHÔNG ĐƠN SẮC.

Trước hết, ta xét sự giao thoa với ánh sáng trắng. Đó là ánh sáng tạp gồm vô số các bước sóng biến thiên liên tục từ $0,4\mu$ tới $0,76\mu$.

Tại O, hiệu quang lộ triệt tiêu với mọi bước sóng nên ta có sự trùng nhau của các vân sáng ứng với mọi bước sóng từ $0,4\mu$ tới $0,76\mu$. Do đó ta được một vân trắng, gọi là vân trắng trung tâm.

Ra tới các cực đại kế cận, vì khoảng cách vân tỉ lệ với bước sóng, $i = \frac{\lambda D}{1}$, nên các vân sáng ứng với các bước sóng khác nhau không còn trùng nhau nữa. Ta được các vân sáng phát màu, mép trong (gần vân trung tâm) màu tím, mép ngoài màu đỏ, ở giữa là các màu trung gian biến thiên một cách liên tục, giống như màu sắc của cầu vồng.

Sự tán sắc rộng hơn khi ta xét các vân sáng xa vân trung tâm hơn.

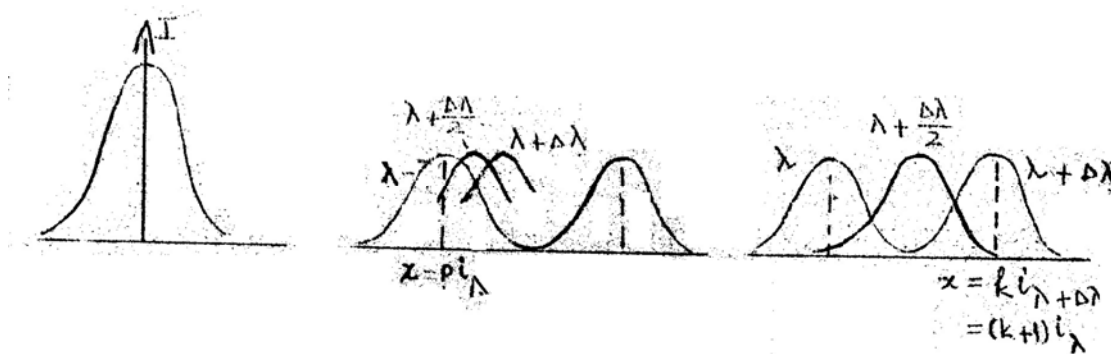
Ra tới một vị trí khá xa, tại điểm này có thể có sự chồng chất của một số vân sáng ứng với các màu khác nhau. Thí dụ xét một điểm M trên màn ảnh cách O một khoảng ứng với một hiệu quang lộ là $\Delta = 6\mu$. Trong bước sóng từ $0,4\mu$ tới $0,76\mu$ có 8 đơn sắc thỏa mãn điều kiện $\bar{G} = \bar{u}$ và 7 đơn sắc thỏa mãn điều kiện

$\Delta = (2k + 1)\lambda/2$. Vậy tại M có sự tổng hợp của 8 màu ứng với 8 đơn sắc cực đại, và có sự vắng mặt của 7 đơn sắc. Sự chồng chất của 8 màu trên tạo ra tại M một màu gần như trắng (vì không chứa đủ các bước sóng từ $0,4\mu$ tới $0,76\mu$), gọi là màu trắng bậc trên.

Nếu ta đặt tại M một khe vào của máy quang phổ cho khe song song với các vân, thì qua máy quang phổ, ánh sáng bậc trắng trên ấy bị phân tán thành quang phổ: 8 vân sáng tách rời nhau xen kẽ là 7 vân tối. Hệ vân sáng tối xen kẽ ấy gọi là quang phổ vạch.

Quan sát hiện tượng giao thoa trong ánh sáng trắng, giúp ta dễ dàng xác định vân sáng trung tâm.

Tiếp theo, chúng ta hãy xét trường hợp giao thoa với ánh sáng không hoàn toàn đơn sắc. Giả sử bước sóng ánh sáng nhận mọi giá trị từ λ đến $\lambda + d\lambda$.



Hình 18

Tuy nhiên, chúng ta có thể biểu diễn bằng sơ đồ (H.18) chỉ 3 hệ vân ứng với các bước sóng $\lambda, \lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$ và $\lambda + \Delta\lambda$, rồi suy ra hình ảnh chồng chất của các bước sóng.

Tại vị trí vân sáng trung tâm các cực đại bằng nhau, nên quan sát thấy một vân sáng không bị mở rộng. Đến vân sáng thứ p, vì khoảng cách vân phụ thuộc vào bước sóng, nên các cực đại không còn trùng nhau.

Tọa độ của các cực đại sáng ứng với bước sóng.

$$x_{\lambda} = p i_{\lambda} = p \frac{\lambda D}{l}$$

$$X_{\lambda+\Delta\lambda} = p i_{\lambda+\Delta\lambda} = p \frac{(\lambda + \Delta\lambda) D}{l} . \text{ Như vậy vân sáng thứ } p \text{ bị mở rộng, bị nhòe.}$$

Khi p chưa lớn lắm $p(\lambda + \Delta\lambda) D/l < (p+1)\lambda D$ (H18), vân sáng bị nhòe, nhưng giữa vân thứ p và $(p+1)$ vẫn còn một khoảng tối để phân biệt hai vân. Tiếp tục đi theo chiều tăng của bậc giao thoa p , đến cực đại bậc k nào đó, vị trí cực đại bậc k của bước sóng $(\lambda + \Delta\lambda)$ sẽ trùng với cực đại bậc $(k+1)$ của bước sóng λ :

$$x = k i_{\lambda} = (k+1) i_{\lambda+\Delta\lambda} \quad (7.1)$$

Kết quả tại miền vân sáng bậc k , vân sáng bị mở rộng đều trên cả khoảng cách vân. Trên màn sẽ quan sát thấy cường độ sáng đều. Càng tiếp tục đi xa, vân càng bị mở rộng, sự chồng chất càng nhiều về hình ảnh vân sáng đều.

Vậy muốn vẫn trông thấy vân, ta phải có điều kiện:

$$p i_{\lambda+\Delta\lambda} < (p+1) i_{\lambda}$$

Và vân bắt đầu biến mất khi:

$$k i_{\lambda+\Delta\lambda} = (k+1) i_{\lambda} .$$

Chú ý đến (7.1) ta có:

$$\boxed{k = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}} \quad (7.2)$$

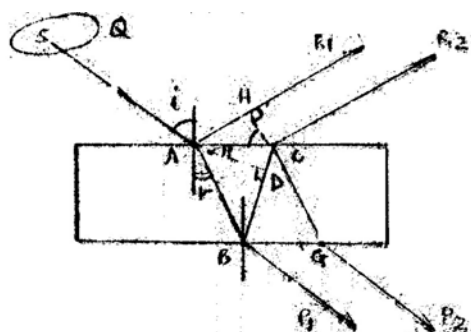
Vậy: Nếu trong chùm sáng có đủ mọi bức xạ cùng cường độ với các bước sóng nằm trong khoảng $\lambda, \lambda + \Delta\lambda$, thì ta chỉ quan sát được nhiều nhất là k vân. Với k tính theo (7.2). Số k được gọi là bậc giao thoa cực đại của bức xạ, đặc trưng cho độ đơn sắc của bức xạ.

Bức xạ màu lục của đèn thủy ngân $\lambda = 0,5461 \mu\text{m}$ chẳng hạn có thể cho bậc giao k thoa đến vài vạn.

Bức xạ lấy từ một lọc sắc thông thường chỉ cho $k =$ vài chục. Bậc giao thoa một vài triệu có thể thu được với máy phát lượng tử (Laser).

SS. 8. GIAO THOA DO BẢN MỎNG – VÂN ĐỊNH XÚ.

1. Bản mỏng hai mặt song song – vân cùng độ nghiêng.



Hình 19

Ta xét một bản mỏng trong suốt, bề dày e , chiết suất n . Nguồn sáng Q là một nguồn sáng rộng.

a. Các cặp tia kết hợp:

Nguồn sáng rộng Q gồm vô số nguồn sáng điểm độc lập. Từ nguồn điểm S , xét tia SA tới bản dưới góc tới i . Một phần ánh sáng phản xạ theo tia $AR1$; một phần khúc xạ đi vào bản, phản xạ ở mặt dưới tại B và ló ra theo tia $CR2$. Ta có $CR2 \parallel AR1$. Hai tia này có tính kết hợp vì được tách ra từ cùng một tia SA . Chúng gặp nhau ở vô cực và giao thoa với nhau.

b. Tín hiệu quang lộ:

Hiệu quang lộ khi chưa xét tới sự đổi pha do phản xạ:

$$\begin{aligned}\Delta &= (ABC) - (AH) = (ABC) - (DG) = (ABD) \\ &= n \cdot AB \cdot [1 - \sin(90^\circ - 2r)] \\ &= n \frac{e}{\cos r} (1 - \cos 2r) \\ &= 2ne \cos r\end{aligned}$$

Nhưng ta để ý rằng: sự phản xạ tại A giữa môi trường 1 kém chiết quang và môi trường 2 chiết quang hơn làm chấn động đổi dấu, nghĩa là pha thay đổi đi π tương đương với một sự thay đổi quang lộ là $\frac{\lambda}{2}$. Vậy hiệu quang lộ cuối cùng là:

$$\Delta = 2ne \cos r + \frac{\lambda}{2} \quad (8.2)$$

hay viết theo góc i :

$$\Delta = 2e \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \quad (8.3)$$

Hiệu quang lộ (chỉ phụ thuộc vào góc i mà không phụ thuộc vào vị trí của nguồn điểm S . Như vậy chùm tia song song xuất phát từ các điểm khác nhau của nguồn sáng Q cho cùng một trạng thái giao thoa và nhờ vậy cường độ của vân sáng khá lớn, có thể quan sát bằng mắt thường.

Trạng thái giao thoa phụ thuộc vào độ nghiêng của chùm tia sáng song song nên gọi là vân giao thoa cùng độ nghiêng. Các tia giao thoa ở vô cực nên gọi là định xứ ở vô cực. Muốn quan sát vân, người ta hứng chùm tia phản xạ một thấu kính hội tụ, và đặt màn hứng ảnh ở vị trí mặt phẳng tiêu của thấu kính.

Chú ý các tia khúc xạ qua bản mỏng: $BP1$ và $GP2$. Đây cũng là hai tia kết hợp, chúng cũng giao thoa với nhau ở vô cực.

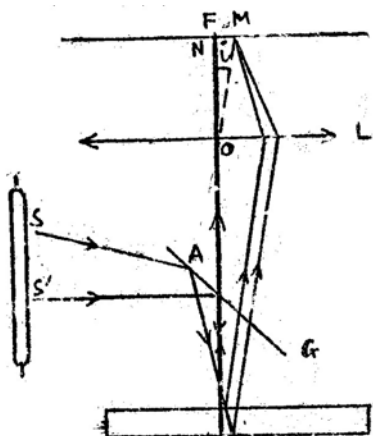
Hiệu quang lộ giữa hai tia trong trường hợp này là:

$$\Delta = 2ne \cos r = 2e \sqrt{n^2 - \sin^2 i}.$$

Sai biệt với trường hợp trên một trị số $\frac{\lambda}{2}$.

Do đó, với phương i nếu ta thấy một vân sáng trong trường hợp quan sát theo chùm tia phản xạ, thì với cùng phương đó ta thấy một vân tối trong trường hợp quan sát theo chùm tia khúc xạ. Ta nói: Hai hệ thống vân quan sát thấy trong hai trường hợp là phụ nhau.

c. Cách bố trí để quan sát vân và hình dáng hệ vân:



Thông thường hiện tượng chỉ quan sát được ở vùng lân cận với pháp tuyến của mặt bản. Thí nghiệm được bố trí theo hình 20. Thấu kính hội tụ L được đặt sao cho quang trục OF vuông góc với bản mỏng e. Kính G đặt lệch 45° với quang trục. Trên hình vẽ cho thấy đường truyền của tia SA. Tia này sau khi phản xạ từ G, đến bản mỏng e, và cho cặp tia phản xạ làm với pháp tuyến của bản góc i. Cặp tia này truyền qua kính G và được L hội tụ trên mặt phẳng tiêu tại M. Ta chỉ mới xét hiện tượng trong mặt phẳng hình vẽ. Vì hiện tượng mang tính đối xứng tròn xoay quanh quang trục ON, bên trong không gian, các chùm tia có cùng độ nghiêng sẽ hội tụ trên vòng tròn tâm F, bán kính FM. Bán kính góc của vòng tròn, nhìn từ quang tâm O, chính bằng i.

Ta hãy tính bán kính các vân liên tiếp. Giả sử ở chính tâm điểm F có một vân sáng, gọi là vân sáng số 0. Các vân tiếp theo, tính từ trong ra, lần lượt gọi là vân thứ 1, 2, 3...

Hiệu quang lộ xác định trạng thái giao thoa ở tâm hệ vân (ứng với $i = 0, r = 0$) là:

$$\Delta_0 = 2ne + \frac{\lambda}{2}$$

Ở đó có vân sáng, vậy:

$$\Delta_0 = 2ne + \frac{\lambda}{2} = p\lambda \quad (8.4)$$

p là một số nguyên. Nhớ rằng, vân sáng ở tâm có bậc giao thoa là p, đó là bậc cao nhất, gọi là vân sáng số 0 để tiện cho việc đánh số các bán kính. Vân sáng thứ k ứng với góc khúc xạ r_k với góc tới i_k và với hiệu quang lộ (k nhỏ hơn hiệu quang lộ (0 một trị số kG, ta có:

$$\Delta k = 2ne \cos r_k + \frac{\lambda}{2} = \Delta_0 - k\lambda = 2ne + \frac{\lambda}{2} - k\lambda$$

$$2ne(1 - \cos r_k) = k\lambda$$

Với các góc i và r bé, có thể lấy gần đúng:

$$\sin r \approx r$$

$$r \approx \frac{i}{n}$$

Do đó: $4n^2G = \bar{u}$

$$i_k = \sqrt{\frac{\lambda n}{e}} \sqrt{k}$$

Nếu f là tiêu cự của thấu kính L, thì bán kính vân sáng thứ k là:

$$\rho_k = f \cdot i_k = f \sqrt{\frac{\lambda n}{e}} \sqrt{k} \quad (8.5)$$

Bán kính các vân tăng tỉ lệ với các số nguyên liên tiếp. Do đó càng xa tâm, vân càng khít lại với nhau. Nếu cố định f và k , bán kính vân thứ k tỉ lệ nghịch với \sqrt{e} . Nghĩa là, nếu so sánh bán kính hai vân tròn thứ k ứng với hai bản khác nhau thì bản càng mỏng, bán kính vân càng lớn.

Bản mỏng có thể là một lớp không khí hai mặt song song, giới hạn ở giữa hai bản thủy tinh mặt song song. Ta gọi là bản không khí.

Với một bản không khí như vậy, ta có thể thay đổi bề dày của bản một cách liên tục. Chúng ta hãy xét các biến đổi tương ứng của hệ vân giao thoa.

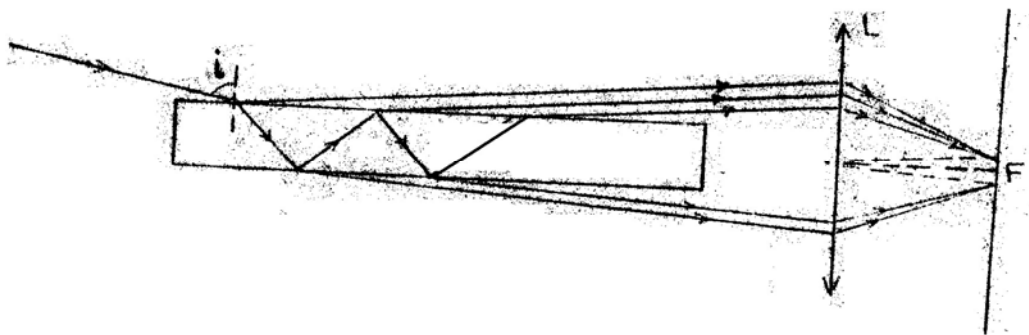
Giả sử tăng e từ từ. Theo công thức (8.4), bậc giao thoa tại tâm (cũng như tại mọi điểm khác) tăng lên. Xét một vân bất kỳ có hiệu quang lộ là:

$$\Delta = 2ne \cos r + \frac{\lambda}{2} = p\lambda$$

p là bậc giao thoa tại vân quan sát. Ta quan sát một trạng thái giao thoa nhất định thì p không đổi. Vậy khi e tăng thì $\cos r$ phải giảm, nghĩa là r tăng hay góc i tăng, do đó bán kính của vân này tăng lên. Hậu quả là tại tâm xuất hiện các vân mới, hệ vân mở rộng ra, chạy ra xa tâm.

Lý luận tương tự khi giảm bề dày e , các vân thu nhỏ lại, chạy vào tâm và biến mất.

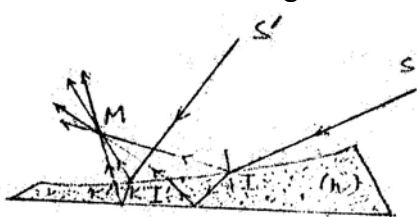
Ta cũng có thể quan sát vân giao thoa với góc tới $\approx 90^\circ$ (Hình 21). Vân giao thoa là những đường thẳng song song với các mặt của bản. Bên trong bản, ánh sáng phản xạ dưới các góc gần bằng góc giới hạn nên cường độ tia phản xạ khá lớn, do đó một tia sáng có thể phản xạ nhiều lần. Như vậy ta có sự giao thoa của nhiều tia. Với cách bố trí ở hình 21, các vân hiện lên ở mặt phẳng tiêu của thấu kính L . Bản mỏng bố trí như vậy được gọi là bản Lummre-Gercker.



Hình 21

2. Bản mỏng có bề dày thay đổi vân cùng độ dày.

a. Phân tích hiện tượng:



Hình 22

Ta xét một bản mỏng trong suốt, chiết suất n , có bề dày e thay đổi. Tia tới SI sẽ cho hai tia kết hợp phản xạ ở mặt trên và mặt dưới của bản. Hai tia này giao thoa tại M. Vì bản mỏng, hai điểm I và I' rất gần nhau.

Trong khoảng nhỏ này, bản mỏng có thể xem như có hai mặt song song. Hiệu quang lộ giữa hai tia khi tới M là:

$$\Delta = 2ne \cos r + \frac{\lambda}{2} \quad (8.6)$$

e là bề dày trung bình trong khoảng n .

Tuy nhiên, ngoài tia SI, còn rất nhiều tia SK khác cũng có thể cho hai tia phản xạ giao thoa tại M, hiệu quang lộ tương ứng là:

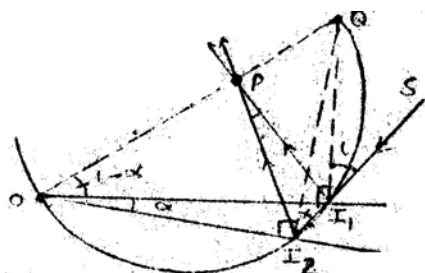
$$\Delta' = 2ne' \cos r' + \frac{\lambda}{2}$$

Khi điểm M ở xa bản mỏng, các điểm I, K cách xa nhau, các hiệu quang lộ tương ứng khác nhau rõ rệt. Như vậy tại điểm M có sự chồng chất của nhiều trạng thái giao thoa (ứng với nhiều hiệu quang lộ khác nhau), do đó ta không thể thấy vân.

Bây giờ nếu M ở gần bản thì các điểm I, K rất gần nhau. Ứng với điểm M chỉ có một trạng thái giao thoa ứng với một trị số của hiệu quang lộ tùy thuộc bề dày e tại nơi quan sát của bản (ta quan sát theo một phương nhất định nên trong công thức 8.6, gọi r được coi là hằng số). Vì vậy ta thấy được vân giao thoa. Các vân này được gọi là vân cùng độ dày, hiện lên ở bản. Đây cũng là một trường hợp vân định xứ.

b. Vân giao thoa trên nêm:

Nêm là một bản mỏng của một môi trường trong suốt, được giới hạn bởi hai mặt phẳng hợp với nhau một góc α nhỏ, giao tuyến của hai mặt phẳng được gọi là cạnh của nêm. Nếu môi trường trên là không khí, chiết suất $n \approx 1$, ta có một nêm không khí, hay còn gọi là khí lặn.



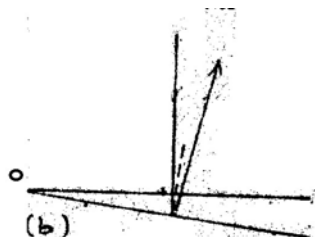
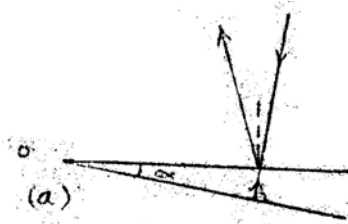
Hình 24

Người ta thường dùng chùm tia sáng song song chiếu đến mặt nêm. Để đơn giản ta xét nêm không khí ($n = 1$) được giới hạn bởi hai bản thủy tinh.

Tia S tới dưới góc i đối với mặt trên của nêm và dưới góc $(i-)$ đối với mặt dưới (h.24). Hai pháp tuyến tại I1 và I2 cắt nhau tại Q và tạo với nhau góc α . Như vậy 4 điểm Q, I1, I2 và O cùng nằm trên đường tròn đường kính OQ (góc OI1Q = 90°, góc OI2Q = 90°). Hai tia phản xạ từ hai mặt của nêm không khí gặp nhau và giao thoa tại P. Điểm P nằm trên đường kính OQ.

Mặt phẳng OQ chính là mặt định xứ của vân giao thoa.

Vì các góc i và $(i-)$ đều bé nên xem như là vân giao thoa định xứ trên mặt nêm.



Trường hợp chiếu chùm tia tới song song vuông góc với mặt dưới của nê (H.25 a) góc tới $i = 0$, và mặt định xứ trùng với mặt trên của nê góc tới $i = 0$, thì mặt định xứ của vân chính là mặt dưới của nê (H.25 b).

Cũng lý luận như trường hợp công thức (8.6), ta có hiệu quang lộ ứng với bề dày e của nê:

$$\Delta = 2ne \cos r + \frac{\lambda}{2}$$

Đối với trường hợp chiếu gần vuông góc với mặt nê, ta có:

$$\Delta = 2ne + \frac{\lambda}{2}$$

Cùng một bề dày e sẽ có cùng trạng thái giao thoa. Như vậy hệ vân giao thoa sẽ song song với cạnh nê. Chúng ta sẽ tính khoảng cách của hai vân sáng liên tiếp. Nếu tại bề dày e , quan sát thấy vân sáng thứ k , ta có:

$$2ne_k + \frac{\lambda}{2} = k\lambda$$

$$2ne_k = k\lambda - \frac{\lambda}{2}$$

Gọi x_k là khoảng cách từ vân sáng thứ k đến cạnh nê:

$$e_k \approx \alpha x_k.$$

$$2n \alpha x_k = k\lambda - \frac{\lambda}{2}$$

Tương tự khoảng cách x_{k+1} từ vân sáng thứ $k + 1$ đến cạnh nê:

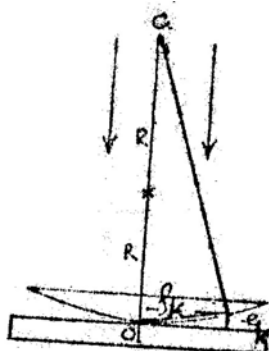
$$2n \alpha x_{k+1} = (k+1)\lambda - \frac{\lambda}{2}$$

Khoảng cách giữa hai vân sáng liên tiếp: $i = x_{k+1} - x_k = \Delta x$.

Chú ý: đối với nê không khí chỉ cần thay $n = 1$.

Như vậy, các vân giao thoa cách đều nhau. Ở tại cạnh nê có một vân tối (công thức 8.7).

c. Vân tròn Niu tơn:



Hình 26

Để quan sát vân đồng độ dày, có thể bố trí dụng cụ Niuton như sau: Một thấu kính phẳng lồi với mặt cong có bán kính chính khúc R được đặt tiếp xúc trên tấm kính phẳng (H. 26). Giữa thấu kính và tấm kính có lớp không khí mỏng với bề dày thay đổi. Tương tự như trong trường hợp nêm chiếu chùm tia sáng tới vuông góc trên lớp không khí mỏng, chúng ta quan sát thấy vân giao thoa đồng độ dày. Hệ thí nghiệm được bố trí đối xứng tròn xoay quanh trục CO và lớp không khí mỏng cùng độ dày có dạng vòng tròn tâm O . Vậy hệ vân là các vân tròn cùng tâm O .

Theo công thức (8.7), ta có hiệu quang lộ quan sát phản xạ là:

$$\Delta = 2e + \frac{\lambda}{2}$$

e là bề dày của lớp không khí tại nơi quan sát.

Ở tâm của hệ vân giao thoa lân cận điểm tiếp xúc O , có một vân tối. Ta hãy xác định bán kính vân tối thứ k .

Bán kính (k liên hệ với bề dày e_k tương ứng theo công thức:

$$\delta_1^2 = (2R - e_k) e_k$$

Vì e_k bé, có thể bỏ qua δ_1^2 . Vậy

$$\rho_k = \sqrt{2Re_k} \quad (8.9)$$

Nếu tại bề dày e_k có vân tối thứ k thì e_k phải thỏa mãn điều kiện:

$$\Delta = 2e_k + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$$

$$e_k = k \frac{\lambda}{2}$$

Ta tính được bán kính vân tối thứ k :

$$\rho_k = \sqrt{2Re_k} = \sqrt{R\lambda} \sqrt{k} \quad (8.10)$$

Bán kính các vân tối tăng tỉ lệ với căn bậc hai của các số nguyên liên tiếp, nghĩa là vân sắp xếp như trong trường hợp bản song song.

Có thể quan sát hiện tượng giao thoa với ánh sáng truyền xạ. Như trước đây đã phân tích, hai hệ vân giao thoa trong ánh sáng truyền xạ và phản xạ có tính chất phụ nhau.

Bây giờ nếu ta tịnh tiến tấm thủy tinh ra xa mặt cong, bề dày của lớp không khí sẽ tăng lên. Bề dày e_k ứng với vân thứ k sẽ dịch chuyển dần về tâm, như vậy các vân giao thoa khi đó sẽ chạy tuần tự về tâm và biến mất ở đây (ngược với trường hợp bản mỏng hai mặt song song).

Cũng như mọi hiện tượng giao thoa, trong trường hợp giao thoa trên bản mỏng, kích thước của hệ vân giao thoa phụ thuộc vào bước sóng λ . Như vậy dùng ánh sáng đơn sắc hiện tượng được quan sát dễ dàng hơn.

Trong trường hợp dùng ánh sáng trắng từ các công thức (8.5), (8.8) và (8.10) cũng có thể suy luận về hình ảnh giao thoa thu được.

3. Giao thoa của nhiều chùm tia – giao thoa kế Perot Fabry:

a. Nguyên tắc:

Trước đây trong khi nghiên cứu bản hai mặt song song, ta chỉ xét sự giao thoa của tia ló đầu tiên với tia phản xạ. Các tia ló tiếp theo có cường độ rất bé vì hệ số phản xạ trên mặt bản rất nhỏ.

Bây giờ, nếu trên tấm thủy tinh ta tráng một lớp bạc mỏng (dày vài phần trăm micrômét), thì ta được một mặt có hệ số phản xạ khá lớn mà ánh sáng vẫn truyền qua được một phần. Bản như thế gọi là bản bán xạ. Ta đặt đối diện hai bản bán xạ như vậy, thì lớp không khí ở giữa hai bản làm thành một bản hai mặt song song (H.27). Nhờ hệ số của hai mặt bản mạ lớn, nên cường độ của các tia ló $R_1, R_2, R_3, R_4, \dots$ giảm từ từ, không thể chỉ kể

đến hai chùm tia đầu. Chúng ta có sự giao thoa của nhiều chùm tia, với các vân giao thoa định xứ ở vô cực.

Trên hình 27, L là vật kính của ống kính nhòm. Nếu đặt sao cho quang trục của L vuông góc với bản hai mặt song song. Trên mặt phẳng tiêu của vật kính sẽ hiện lên hệ vân tròn có cùng tâm F. Dùng nguồn sáng rộng, hệ vân hoàn toàn giống với trường hợp bản hai mặt song song.

b. Sự phân bố cường độ trên các vân:

Gọi cường độ của SI là I_0 , hệ số truyền xạ qua bản bán mạ là t , hệ số phản xạ là r , ta có:

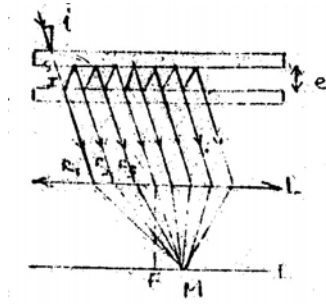
Cường độ của tia ló R1: $I_0 t$, ứng với biên độ $a = \sqrt{I_0 t}$

Cường độ của tia ló R2: $I_0 t r^2$, ứng với biên độ ar

Cường độ của tia ló R3: $I_0 t r^4$, ứng với biên độ ar^2

Lấy pha của tia R1 làm gốc, các tia liên tiếp lệch pha nhau là:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2e \cos i \quad (8.11)$$



Hình 27.

Hàm số sóng ứng với tia R1: $a \cos \omega t$.

Hàm số sóng ứng với tia R2: $ar \cos (\omega t - \varphi)$.

Hàm số sóng ứng với tia R3: $ar^2 \cos (\omega t - 2\varphi)$.

Hàm số sóng ứng với tia R_{n+1} : $ar^n \cos (\omega t - n\varphi)$.

Biên độ chấn động tổng hợp tại M:

$$Y = a \cos \omega t + ar \cos (\omega t - \varphi) + \dots + ar^n \cos (\omega t - n\varphi).$$

Y là phần thực của tổng số:

$$X = ae^{i\omega t} + ar e^{i(\omega t - \varphi)} + ar^2 e^{i(\omega t - 2\varphi)} + \dots + ar^n e^{i(\omega t - n\varphi)}$$

$$X = ae^{i\omega t} (1 + re^{-i\varphi} + r^2 e^{-2i\varphi} + \dots + r^n e^{-in\varphi}).$$

Số hạng trong ngoặc là tổng số của cấp số nhân với công bội $re^{-i\varphi}$, khi $n \rightarrow \infty$, ta có:

$$X = \frac{a}{1 - re^{i\varphi}} e^{i\omega t} = (\alpha + i\beta) x (\cos \omega t + i \sin \omega t)$$

$$Y = \text{Re} X = \alpha \cos \omega t - \beta \sin \omega t$$

Vậy cường độ tại M:

$$I_{(M)} = \alpha^2 + \beta^2 = A^2$$

$$I = A^2 = \left| \frac{a}{1 - re^{-i\varphi}} \right|^2 = \frac{a^2}{(1 - re^{-i\varphi})(1 - re^{i\varphi})} = \frac{a^2}{1 - 2r \cos \varphi + r^2} \quad (8.12)$$

* Cường độ cực đại khi $\cos \varphi = 1$, $\varphi = 2k\pi$

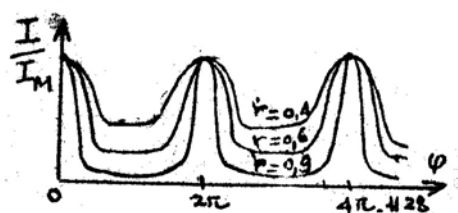
$$I_{\text{Max}} = \frac{a^2}{(1 - r)^2}$$

* Cường độ cực tiểu khi $\cos \varphi = -1$, $\varphi = (2k + 1)\pi$ $I_{\text{min}} = \frac{a^2}{(1 + r)^2}$

Hệ số tương phản:

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2r}{1 + r^2}.$$

Hệ số tương phản sẽ lớn nhất, gần bằng 1, khi hệ số phản xạ $r \approx 1$. Đường cong phân bố cường độ của các vân ứng với một vài trị số của r được vẽ trên hình 28.



Hình 28

So sánh các đường phân bố cường độ cho thấy, khi hệ số phản xạ tăng các vân sáng hẹp lại. Với $r = 0,9$, nửa độ rộng của vân giao thoa chỉ xấp xỉ bằng 1/30 khoảng cách giữa hai vân liên tiếp. Do đó, trong các phép đo, có thể xác định vị trí của các vân sáng tới mức chính xác đến 1/100 vân.

Lưu ý:

Ta có thể viết lại các công thức (8.12) như sau:

$$I = \frac{\frac{a^2}{(1-r)^2}}{1 - 2r \cos \varphi + r^2} = \frac{I_{\max}}{\frac{(1-2r+r^2) + 2r(1-\cos \varphi)}{(1-r)^2}}$$

$$I = \tilde{G}. \quad \text{Đặt } m = \tilde{G}$$

$$I = \frac{I_{\max}}{1 + m \sin^2 \frac{\varphi}{2}}$$

Nhận xét:

Vì r khá lớn, thí dụ $r = 0,9$ ($m = \tilde{G} = 360$)

Như vậy chỉ cần \tilde{G} biến thiên một giá trị nhỏ, nghĩa là chỉ cần rời khỏi vị trí cực đại một chút thì cường độ vân sẽ sụt xuống rất nhanh, nghĩa là các vân giao thoa cho bởi giao thoa kế Perot– Fabry rất mảnh.

Như vậy, ta có thể xác định bán kính các vân một cách khá chính xác.

c. Mẫu Fabry – Perot và lọc sắc giao thoa:

Mẫu Fabry – Perot gồm hai bản bán mạ, ngăn cách nhau bằng hai cái chèn cố định, độ dày thích hợp. Độ dày chính xác của mẫu được xác định bằng phương pháp quang học. Mẫu Fabry – perot được ứng dụng trong máy phát điện tử (sẽ trình bày trong phần sau của giáo trình).

Nếu ta chiếu vuông góc vào mẫu Fabry – Perot có độ dày chừng vài bước sóng bằng một chùm sáng trắng song song, thì mẫu chỉ để truyền qua những bức xạ có bước sóng \tilde{G} thỏa mãn điều kiện.

$$2e = k\lambda \quad (k = 1, 2, 3, \dots)$$

Với e nhỏ, k chỉ chừng vài đơn vị và \tilde{G} chỉ có thể nhận vài trị số xác định: mẫu tác dụng như một lọc sắc và gọi là lọc sắc giao thoa truyền xạ. Ưu điểm của lọc sắc giao thoa là cho những giải truyền qua hẹp (độ đơn sắc cao) thường không quá 200 Å với hệ số truyền xạ

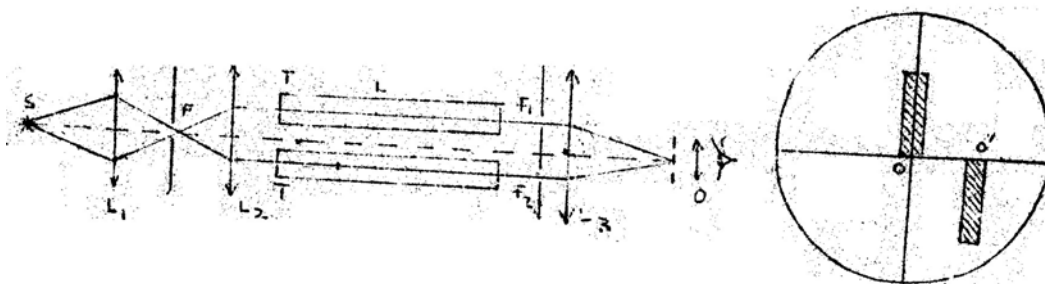
cao. Bước sóng của cực đại truyền qua có thể thay đổi bằng cách thay đổi góc tới i của chùm tia sáng.

SS. 9. CÁC MÁY GIAO THOA.

Các máy giao thoa là các máy đo dựa vào hiện tượng giao thoa ánh sáng. Quan sát một hệ vân giao thoa, có thể phát hiện những độ dịch chuyển đến một vài trăm vân, tức là phát hiện được độ biến thiên một vài phần trăm bước sóng trong hiệu quang lộ của hai chùm giao thoa. Vì vậy phép đo giao thoa là một trong những phép đo vật lý chính xác nhất.

Nguyên tắc của các máy giao thoa, một chùm đơn sắc được phân thành hai chùm kết hợp, tách biệt nhau, một chùm cố định, còn một chùm có lộ trình thay đổi được.

1. Giao thoa kế Rayleigh (Rơ-lây).



Giao thoa kế Rolây, còn gọi là khúc xạ kế giao thoa, có cấu tạo đơn giản, dùng cách bố trí khe young (H.29). S là nguồn sáng, thấu kính L1 tập trung ánh sáng chiếu vào khe hẹp F. Khe này được đặt tại mặt phẳng tiêu của L2. Chùm tia song song sau khi qua đi qua hai bình, có độ dài L, giống hệt nhau. Sau đó hai chùm tia nhiễu xạ qua hai khe young F1 và F2. Các chùm tia nhiễu xạ được hội tụ trên mặt phẳng tiêu của thấu kính L3, thấu kính này được đặt sát ngay sau hai khe hẹp F1 và F2. Dùng thị kính O để quan sát vân giao thoa.

Thông thường trong máy giao thoa người ta bố trí sao cho hai bình đựng chất cần đo chiết suất chỉ choán nửa tiết diện của chùm tia sáng song song. Vậy trong quang trường của thị kính sẽ có hai hệ vân giao thoa. Hệ vân ứng với các chùm tia chỉ đi qua không khí là hệ vân chuẩn, giả sử là hệ vân trên.(H.30).

Nếu trong hai bình T đựng cùng một chất khí (hoặc lỏng) thì hai hệ vân hoàn toàn trùng nhau, hai vân trung tâm đều ở tại O. Bây giờ, nếu một bình là chân không ($n=1$) và bình kia đựng chất khí chiết suất n , thì hiệu quang lộ của hai chùm tia tới O bằng :

$$\Delta = L(n-1) = p\lambda$$

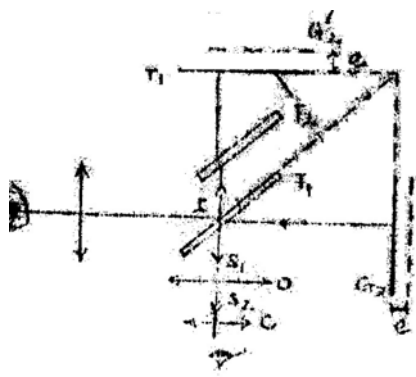
p là một số bất kỳ (bậc giao thoa).

Như vậy tại O có vân thứ p , nghĩa là vân trung tâm của hệ vân động (hệ vân dưới) đã dịch chuyển đến cách O là p vân. Xác định được p ta tính được chiết suất n :

$$n = 1 + p \frac{\lambda}{L}$$

2. Giao thoa kế Michelson (Mai-ken-sơn).

a. Cấu tạo:



Hình 31 trình bày sơ đồ nguyên tắc giao thoa kế mai-ken-son.

S là nguồn sáng rộng.

L1 là thấu kính tạo các chùm tia song song. O và C là vật kính và thị kính của kính ngắm.

T1 và T2 là 2 tấm thủy tinh, bản T1 có lớp bán mạ.

G1 và G2 là hai gương phẳng. Tia tới SI bị tách ra làm hai phần. Một phần phản xạ trên lớp bán mạ đến gương G1, rồi phản xạ trở lại, đi qua T2 và T1 để tới mắt. Một phần của tia SI, đi qua lớp bán mạ tới G2, phản xạ trở lại tới T1, rồi phản xạ trên lớp bán mạ rồi tới mắt. Hai tia IS1 và IS2 là hai tia kết hợp, cho giao thoa ở vô cực. Trong điều kiện: G1, G2 cách đều I và vuông góc với nhau; các bản T1 và T2 song song với nhau, có cùng bề dày và cùng chiết suất, bản T1 nằm theo phân giác của góc vuông hợp bởi hai gương G1, G2, thì đường đi hình học của các cặp tia kết hợp là như nhau (mỗi tia đều đi qua ba lần bề dày của tấm thủy tinh). Ngoài ra, hai quang lộ khác nhau một trị số G . Vì quang lộ (một) chịu một lần phản xạ trên môi trường chiết quang hơn, còn quang lộ (hai) thì ngược lại. So sánh với giao thoa kế Rayleigh, hai chùm tia kết hợp được tách biệt hẳn nhau (IG1 và IG2), do đó ta dễ dàng tác động lên một trong hai chùm tia.

b. Cách quan sát hệ vân giao thoa:

Giả sử gương G2, được tịnh tiến ra xa T1 một khoảng nhỏ e . Ảnh của gương G2 qua lớp bán mạ là G2', có thể xem IS2 được phản xạ từ gương G- G1 và G' tạo thành bản không khí bề dày e không đổi. Đây chính là trường hợp giao thoa định xứ ở vô cực (vân đồng độ nghiêng). Điều chỉnh ống ngắm ở vô cực, ta sẽ quan sát thấy hệ vân tròn đồng tâm. Tăng từ từ bề dày e (bằng cách tịnh tiến G2) các tâm giao thoa bậc cao sẽ tuần tự xuất hiện thêm ở tâm.

Bây giờ, nếu giữ nguyên vị trí của G2, nhưng quay G2 nghiêng một góc nhỏ đối với pháp tuyến của gương, ta thấy ảnh G' của nó tạo với G1 một nêm không khí, có cạnh nằm giữa quang trường.

Điều chỉnh kính nhằm nhìn lên mặt nêm, ta sẽ quan sát thấy hệ vân giao thoa đồng bộ dày song song với cạnh nêm. Quan sát trong ánh sáng trắng, dễ dàng đánh dấu vân tối trung tâm ở tại cạnh nêm.

c. Công dụng của giao thoa kế maikenson:

Có thể dùng giao thoa kế Maikenson để đo chiết suất hay bề dày của một bản mỏng theo nguyên tắc tương tự như trong giao thoa kế Rolây. Ta thường dùng trường hợp vân định xứ trên nêm.

Giả sử ta đặt bản vẽ dày t , chiết suất n trên đường đi của tia IG2, quang lộ đến G2 tăng một lượng $t(n - 1)$, vị trí cạnh nêm thay đổi, dịch chuyển đi p vân, tuân theo hệ thức:

$$2t(n - 1) = p\lambda$$

Xác định được p ta có thể tính t hoặc n .

Còn có thể xác định hiệu số bước sóng ($\Delta\lambda$) giữa hai bước sóng gần nhau (ví dụ như 2 vạch vàng natri). Ta thực hiện vân do bản mỏng song song.

Điều chỉnh G2 sao cho ảnh G'2 trùng G1, trong quang trường sẽ tối. Tăng dần bề dày e , vân giao thoa thứ 1, 2, 3... tuần tự xuất hiện ở tâm và chạy ra xa tâm. Khi số vân còn nhỏ, hai hệ vân giao thoa ứng với 2 bước sóng (λ và λ') chưa tách xa nhau (bán kính các vân thoa phụ thuộc vào $\Delta\lambda$ theo (8.5), nên vẫn còn quan sát được hệ vân. Đến khi bề dày e đủ lớn, thỏa mãn hệ thức:

$$2e_1 = m_1\lambda = (m - \frac{1}{2})\lambda' \quad (9.2)$$

thì cực đại của hệ vân này trùng nhau với cực tiểu của hệ vân kia. Với điều kiện cường độ sáng ứng với (λ và λ') gần bằng nhau, thì thị trường sáng đều. Trước khi hệ vân biến mất, đếm được m_1 vân giao thoa xuất hiện từ tâm.

Từ (9.2) ta tính được.

$$\lambda = \frac{\lambda'}{2m_1} \approx \frac{\lambda}{2m_1} \quad (9.3)$$

$$\Delta\lambda = \frac{e_1}{m_1(m_1 - \frac{1}{2})} \quad (9.4)$$

$$\approx \frac{e_1}{m_1^2}$$

Dựa theo nguyên tắc trên còn có thể xác định độ đơn sắc của chùm ánh sáng gần đơn sắc.

Giả sử bước sóng ánh sáng nhận các giá trị từ (λ đến ($\lambda + \Delta\lambda$). Tuần tự làm như trên. Hệ vân giao thoa sẽ biến mất khi bề dày e thỏa mãn điều kiện.

$$2e = k\lambda = (k - \frac{1}{2})(\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}) \quad (9.5)$$

(để hiệu điều kiện trên, cần xem lại hình 18).

$$k\lambda = (k - 1)(\lambda + \Delta\lambda) \Rightarrow \Delta\lambda = \frac{\lambda}{k}$$

k chính là bậc giao thoa của vân ở tâm hay số vân giao thoa đếm được, trước khi hệ vân hoàn toàn nhòe đều.

Từ (9.5), ta có:

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{1}{2} (k\Delta\lambda - \frac{\Delta\lambda}{4})$$

Thông thường k rất lớn nên có thể bỏ qua $\frac{\Delta\lambda}{4}$ so với $\bar{\lambda}$, ta đi đến:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{k} \quad (9.6)$$

Công thức (9.6) chính là công thức (7.2) trước đây.

Bằng cách vừa trình bày, Maikenson đã xác định được $k=400.000$ với bức xạ đỏ $\lambda = 6438 \text{ \AA}$ của Cadmium nhờ đó đã đo được bước sóng λ của bức xạ với mức chính xác tới 10^{-7} .

$$\lambda = 6438,472 \text{ \AA} \text{ (ở } 150^\circ\text{C dưới áp suất chuẩn)}$$

Ông Maikenson còn dùng giao thoa kế để khảo sát vận tốc ánh sáng và thấy rằng vận tốc truyền của ánh sáng trong chân không là một hằng số vũ trụ không phụ thuộc vào cường độ, phương truyền, hoặc sự chuyển động của nguồn hay của máy thu.

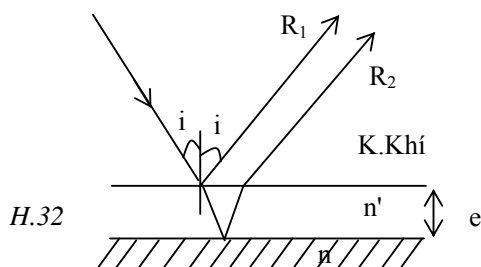
SS. 10. VÀI ỨNG DỤNG KHÁC CỦA HIỆN TƯỢNG GIAO THOA.

Như ta đã thấy, hiện tượng giao thoa được ứng dụng để chế tạo lọc sắc giao thoa và thực hiện các phép đo với độ chính xác cao trong các giao thoa kế. Sau đây là vài ứng dụng khác.

1. Khử tia phản xạ trên các mặt quang học.

Khi chùm tia sáng truyền qua mặt giới hạn các môi trường, một phần năng lượng của chùm tia bị phản xạ trở lại. Trong các quan hệ phức tạp số mặt giới hạn lớn, năng lượng mất mát do phản xạ trở nên quan trọng. Vì vậy, để phẩm chất của ảnh qua quang hệ được tốt, cần triệt tiêu phần ánh sáng phản xạ.

Giả sử cần khử phản xạ trên mặt giới hạn giữa không khí và thủy tinh chiết suất n . người ta phủ một lớp vật chất rất mỏng bề dày e , chiết suất \bar{G} , sao cho $1 < \bar{G} < n$.



Các chùm tia sáng tới dưới góc i , sẽ có hai tia phản xạ từ mặt trên và mặt dưới của lớp mỏng hai mặt song song, R_1 và R_2 . Như ta đã biết, 2 tia phản xạ kết hợp và hiệu quang lộ, tương ứng bằng:

$$\Delta = 2 e \sqrt{n'^2 - \sin^2 i}$$

Để làm mất hiện tượng phản xạ, hiệu quang lộ \bar{G} cần thỏa mãn điều kiện cực tiểu của giao thoa:

$$\bar{G} = (2k + 1)\lambda/2. \text{ Giả sử:}$$

Nếu các mặt quang học cần được khử phản xạ đối với ánh sáng đến vuông góc và đối với các bước sóng $\bar{G} = 0,55\bar{G}$.

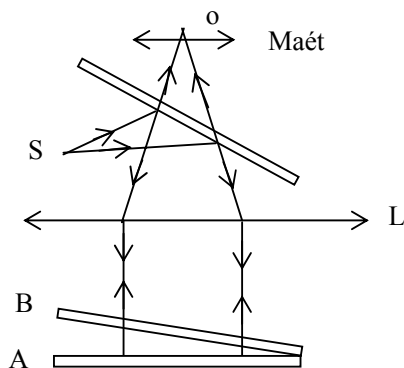
Bề dày e của lớp khử phản xạ, phải thỏa điều kiện:

$$\Delta = 2 e n' = (2k + 1) \lambda/2.$$

$$e = (2k + 1) \lambda / 4n'. \quad (10.1)$$

Giá trị k được chọn sao cho bề dày e không quá nhỏ, khó thực hiện.

2. Kiểm tra phẩm chất các bề mặt quang học.

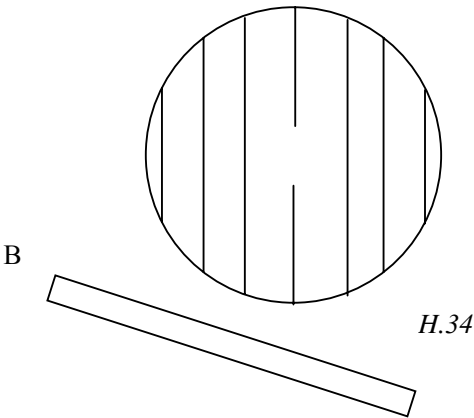


Hình 33

A là bề mặt chuẩn, B là bề mặt của tấm thủy tinh cần kiểm tra. Người ta xếp đặt, tạo một nêm không khí giữa hai mặt A và B (H. 33).

G là một gương bản mạ. Chùm tia sáng xuất phát từ s, nhờ G và thấu kính L biến thành chùm song song chiếu thẳng góc đến nêm không khí. Các thấu kính O và L hợp thành kính ngắm trên mặt nêm.

Trong quang trường sẽ có hệ vân thẳng song song với cạnh nêm. Trên mặt b cần kiểm tra cũng có phẩm chất tốt thì các vân thẳng và đều đặn. Còn giả sử nếu mặt B có lỗi lõm thì hệ vân bị méo mó (h.34). Khoảng vân trên hình giao thoa ứng với sự thay đổi hiệu quang lộ là λ , nghĩa là ứng với sự thay đổi bề dày của nêm một lượng $\lambda/2$.



Nhờ kính ngắm, người ta có thể phát hiện được sự sai lệch cỡ 1/10 khoảng vân của hệ vân. Như vậy người ta có thể phát hiện chỗ lỗi lõm cỡ 1/20 bước sóng trên mặt phẳng B cần kiểm tra.

Nếu B là mặt cong, người ta tạo hệ vân tròn Newton để kiểm tra phẩm chất bề mặt.

hạt nhân nguyên tử			mạch dao động điện từ						
nguyên tử									
phân tử									
Mặt trời									
10 ⁻¹⁰	10 ⁻⁸	10 ⁻⁶	10 ⁻⁴	10 ⁻²	10 ⁰	10 ²	10 ⁴	10 ⁶	
			tử ngoại		ánh sáng thấy được	hồng ngoại			
tia X				sóng vô tuyến					
tia r									

Chương III

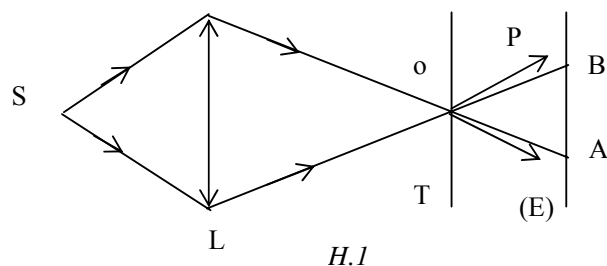
SỰ NHIỄU XẠ ÁNH SÁNG

SS. 1. CÁC THÍ NGHIỆM MỞ ĐẦU VỀ NHIỄU XẠ ÁNH SÁNG.

Quan sát nhiều thí nghiệm người ta thấy rằng, khi truyền trong một môi trường đồng tính, nếu gặp một vật cản, ánh sáng chẳng những truyền theo đường thẳng mà còn truyền theo các phương khác. Những phương đó gọi là phương nhiễu xạ. Hiện tượng nói trên gọi là nhiễu xạ.

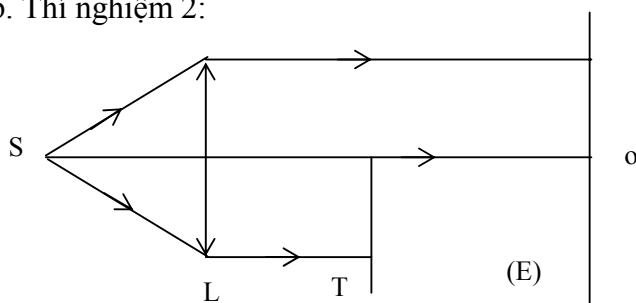
Chúng ta hãy xét các thí nghiệm sau:

a. Thí nghiệm 1:



Nguồn sáng S được thấu kính L hội tụ tại o. Điểm o là ảnh thực của S. Sau o ta đặt màn ảnh E. Theo định luật truyền thẳng ánh sáng các tia sáng chỉ nằm trong hình nón AOB, (chùm tia hình học) và trên màn E, ta quan sát thấy một vật sáng có đường kính AB. Bây giờ, đặt thêm một màn chắn T, có một tròn tại O. Khi đó sẽ có các tia OP, OR... Ở ngoài hình tròn nón AOB. Trên màn E ta quan sát thấy một hình nhiễu xạ gồm các vân tròn sáng, tối đồng tâm.

b. Thí nghiệm 2:



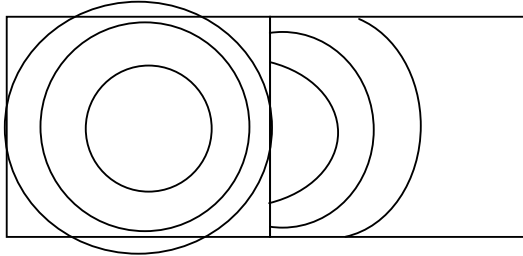
Nguồn sáng S đặt tại tiêu điểm của thấu kính L. Ta có chùm tia song song chiếu đến màn quan sát E (H.2). Trên đường truyền của chùm tia ta đặt màn chắn T có mép thẳng như trên hình vẽ. Nếu ánh sáng tuân đúng theo định luật truyền thì trên màn E ta quan sát thấy hai miền sáng tối được phân chia bởi một đường ranh giới rõ nét AB. Sự thực thì nếu quan sát kỹ (bằng kính lúp) thì AB không phải là ranh giới rõ nét. Cường độ sáng không triệt tiêu đột ngột mà giảm dần từ ranh giới AB trở vào miền bóng tối. Còn trong miền bóng sáng hình học, ở lân cận đường AB có các vân sáng tối xen kẽ nhau, càng ra xa các vân càng khít nhau lại và cho trường sáng đều.

Hai thí nghiệm trên đây chứng tỏ ánh sáng không hoàn toàn theo định luật truyền thẳng của ánh sáng. Chúng chỉ có thể giải thích được trên cơ sở thuyết sóng ánh sáng.

SS. 2. NGUYÊN LÝ HUYGHENS – FRESNEL.

1. Thí nghiệm Huyghens.

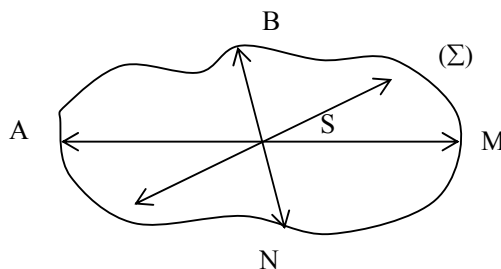
Có một chậu đựng nước, ở giữa có vách ngăn với khe hẹp O. Ta dùng âm thoa để tạo các sóng tròn tâm S ở ngăn thứ nhất (H.3). Sóng sẽ truyền đến khe hẹp O rồi truyền qua ngăn thứ hai. Ở đây các sóng có tâm là O, chứ không phải có tâm là S. Như vậy khe hẹp O, khi sóng truyền tới, trở thành một nguồn chấn động, gọi là nguồn thứ cấp.



H.3

2. Nguyên lý Huyghens.

Chúng ta tưởng tượng có mặt Σ kín, bất kỳ, bao quanh nguồn chấn động S. Huyghens nêu ra nguyên lý: Mỗi điểm của mặt kín Σ mà sóng truyền tới lại trở thành một nguồn phát sóng cầu thứ cấp, ở mỗi thời điểm mặt bao của các mặt cầu ấy là bề mặt sóng của sóng thực sự truyền đi. Biên độ và pha của những chấn động thứ cấp truyền từ A, b, M, N... có liên lạc với biên độ và pha của những chấn động truyền từ S đến A, b, M, N...



H.4

Nguyên lý Huyghens có tính định tính, có thể áp dụng để xác định phương truyền của ánh sáng, ví dụ như trong các trường hợp: Truyền thẳng, phản xạ, khúc xạ và cả khúc xạ lưỡng chiết (sẽ học ở chương sau). Để có thể giải thích một cách định lượng hiện tượng nhiễu xạ, Fresnel đã bổ sung bằng định đề sau :

3. Định đề Fresnel.

Fresnel đưa ra giải

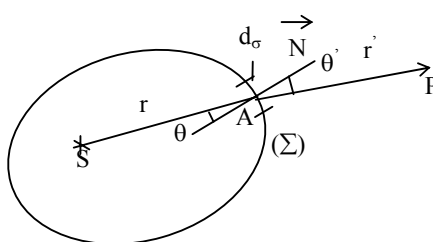
- Biên độ và pha của chính là biên độ và pha

Gọi d (là diện tích vi cận điểm A. \vec{G} là pháp tạo bởi pháp tuyến với

Theo Fresnel : - Biên độ của sóng thứ cấp theo phương AP tỷ lệ với hàm số k phụ thuộc (θ) và (θ') gọi là thừa số xiên k $((\theta, \theta'))$. Thừa số xiên nhận giá trị cực đại khi (θ) và (θ') triệt tiêu.

- Đương nhiên, nếu xét sóng thứ cấp phát đi từ d thì biên độ của tỷ lệ với d . Xuất phát từ định đề Fresnel, ta thử viết biểu thức của sóng thứ cấp từ d tới P.

Giả sử phương trình chấn động tại S có dạng là :



thuyết rằng :

sóng thứ cấp phát đi từ A của sóng từ S đến A.

cấp trên mặt kín (Σ) ở lân tuyến của d . (θ) và (θ') là góc các phương SA và AP.

$$a = a \cos \frac{2\pi}{T} t \quad (2.1)$$

Sóng phát đi từ nguồn điểm S là sóng cầu nên biên độ biến thiên tỷ lệ nghịch với khoảng cách, vậy phương trình sóng đến A có dạng :

$$s_A = \frac{a}{r} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right) \quad (2.2)$$

Biên độ và pha trong biểu thức trên cũng chính là biên độ và pha của các sóng thứ cấp phát đi từ các điểm ở lân cận điểm A. Sóng thứ cấp do d (phát đi truyền đến P, theo định đề Fresnel, là:

$$ds_{d\sigma, P} = k(\theta, \theta') \cdot \frac{a}{r \cdot r'} \cdot d\sigma \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r + r'}{\lambda} \right) \quad (2.3)$$

4. Nguyên tắc áp dụng nguyên lý Huyghens – Fresnel.

Ta có các nhận xét như sau :

- Để xét trạng thái sáng tại P, có thể thay nguồn S bằng các nguồn thứ cấp trên mặt kín.
- Các nguồn thứ cấp cũng được kích thích bởi chấn động phát đi từ S nên là các nguồn kết hợp. Các sóng thứ cấp xuất phát từ các diện tích vi cấp trên mặt () giao thoa với nhau tại P và quy định trạng thái sáng tại P.
- Chấn động sáng tổng hợp tại P là tích phân của biểu thức (2.3) lấy trên toàn diện tích Σ .

$$s_P = \int_{(\Sigma)} k(\theta, \theta') d\sigma \cdot \frac{a}{r \cdot r'} \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r + r'}{\lambda} \right) \quad (2.4)$$

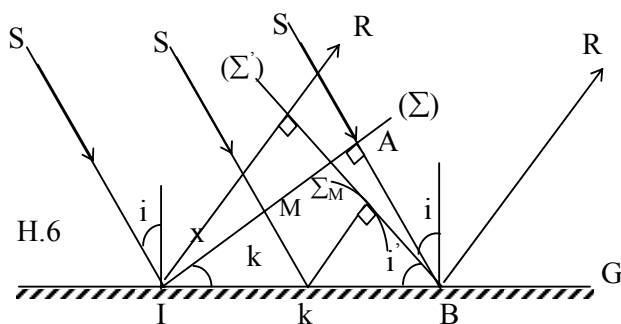
Nếu giữa nguồn S và điểm quan sát P có một màn chắn che mất một phần của (thì tích phân trên chỉ cần lấy trên phần diện tích mà màn chắn còn chừa lại.

Cần biết rằng thừa số xiên k (, (') không thể tính được bằng một biểu thức toán học đơn giản, nên trong trường hợp tổng quát, rất khó tính tích phân trên. Tuy nhiên trong một số trường hợp, lợi dụng tính chất đối xứng của thí nghiệm, với một vài giả thuyết về k (, ('), có thể tính toán được một cách chặt chẽ.

5. Cách vẽ Huyghens. Giải thích sự phản xạ và sự khúc xạ theo thuyết sóng.

Nguyên lý Huyghens được áp dụng trực tiếp trong cách vẽ Huyghens để xác định mặt sóng và tia sáng lần lượt truyền trong những môi trường khác nhau.

a/ Xác định mặt sóng và tia phản xạ:



H.6

Ta khảo sát một chùm tia sáng song song, truyền với vận tốc v, rơi vào gương phẳng G, dưới góc tới i (H.6). Chùm tia sáng là chùm song song, vậy mặt sóng (là phẳng. Giả sử tại thời điểm t = 0, tia SI đến được gương G. Trong khi đó tia SA mới tới được A trên mặt sóng (, tia này tới B trên mặt gương G sau thời gian là T, ta có : AB = vT.

Gọi khoảng cách IA là ℓ . Xét tia SK ở giữa 2 tia trên và cách SI một khoảng x . Tại thời điểm $t = 0$, tia này đạt đến M, và đến K sau thời gian $t = \frac{\ell}{v}$ với $t \in (0, T)$

Ở thời điểm t , sóng tới K. Điểm này trở thành tâm phát sóng cầu thứ cấp, truyền trở lại môi trường phía trước mặt gương. Ở thời điểm T , mặt sóng cầu thứ cấp tâm là K, có bán kính là $r = v(T - t) = AB - MK = (\ell - x) \operatorname{tg} i_1$ (2.5)

Tưởng tượng rằng điểm M chạy từ I đến A, ta có một họ mặt sóng cầu thứ cấp (M, ở thời điểm T , với bán kính tương ứng tính theo công thức (2.5), mặt Σ tiếp xúc với tất cả các mặt cầu (M trên là một mặt phẳng. Đó chính là mặt sóng phản xạ. Khi $x = \ell$, thì $r = 0$, vậy Σ đi qua B. Gọi $i' =$ góc hợp bởi Σ và mặt phẳng của gương G. Ta có : $\sin i' = \frac{v}{v_1}$

$$\text{mà} \quad KB = IB - IK = \ell$$

$$\text{Vậy} \quad \sin i' = \frac{v}{v_1}$$

$$\text{Và} \quad i' = i$$

Vậy mặt phẳng Σ đi qua B và tiếp xúc mặt cầu (M không phụ thuộc vào x , tức là không phụ thuộc vào sự lựa chọn điểm M.

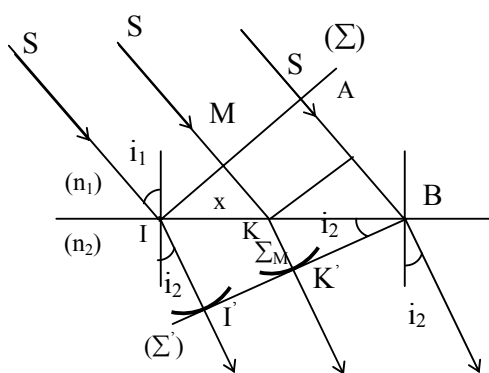
Các pháp tuyến IR và BR của mặt Σ chính là các tia phản xạ tương ứng, Rõ ràng là các góc phản xạ bằng $i' = i$. Vậy :

Sóng phản xạ cũng là sóng phẳng và tia phản xạ tạo với pháp tuyến của mặt phản xạ một góc bằng góc tới.

Từ chứng minh trên, muốn có tia phản xạ ứng với tia tới chỉ cần vẽ mặt cầu tâm I, bán kính $r = AB$, rồi từ B vẽ mặt phẳng Σ tiếp xúc với mặt cầu. Đường nối điểm I với điểm tiếp xúc I' chính là tia phản xạ.

Đó chính là cách vẽ Huyghens.

b/ Xác định mặt sóng và tia khúc xạ:



H.7

Xét mặt phẳng IB ngăn cách hai môi trường trong suốt chiết suất n_1 và n_2 . Chúng ta hãy khảo sát chùm tia song song truyền trong môi trường thứ nhất với vận tốc v_1 đến mặt phẳng ngăn cách dưới góc i_1 (H.7). Ta có thể lặp lại lý luận trên nhưng chú ý rằng $AB = v_1 T$

$$t = \frac{MK}{v_1} = \frac{x \operatorname{tg} i_1}{v_1}$$

$$\text{Và} \quad \zeta = v_2 \cdot (T - t) = v_2 \left(\frac{AB}{v_1} - \frac{MK}{v_1} \right)$$

Ngoài ra mặt sóng cầu thứ cấp Σ_M phải vẽ trong môi trường thứ hai (vận tốc tương ứng là v_2). Ta

tính được

$$\zeta = \frac{v_2}{v_1} (AB - MK) = \frac{v_2}{v_1} (\ell - x) \operatorname{tg} i_1 \quad \text{với} \quad \lambda = AI$$

Mặt phẳng sóng Σ' đi qua B tiếp xúc với mặt sóng cầu thứ cấp Σ_M . Mặt Σ' tạo với mặt ngăn cách góc i_2 ta tính được :

$$\sin i_2 = \frac{\rho}{KB} = \frac{v_2}{v_1} \cdot \frac{(\ell - x) \operatorname{tg} i_1}{(\ell - x) / \cos i_1} = \frac{v_2}{v_1} \sin i_1$$

Do đó có (2.6)

Mặt Σ' chính là mặt tiếp xúc với mọi mặt sóng cầu thứ cấp Σ_M vì nó không phụ thuộc vào M. Chúng ta đi đến kết luận :

Sóng khúc xạ cũng là sóng phẳng và tia khúc xạ tạo với pháp tuyến của mặt ngăn cách một góc thỏa mãn công thức (2.6).

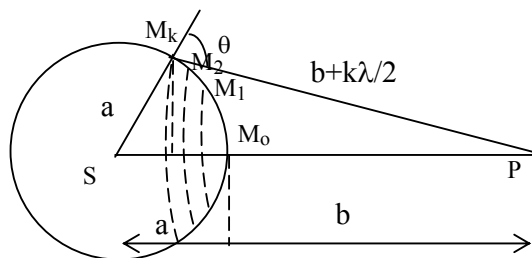
Theo cách vẽ này, ta thấy rằng tỷ số chiết suất tuyệt đối của hai môi trường bằng nghịch đảo của tỷ số vận tốc ánh sáng trong hai môi trường ấy.

Kết luận này được thí nghiệm của Fucô (Foucault) xác nhận, để quyết định sự thắng thế của thuyết sóng ánh sáng, hồi giữa thế kỷ 19.

SS.3. ĐỐI FRESNEL.

Để giải thích một số hiện tượng nhiễu xạ ánh sáng, để thay thế cho pháp tính tích phân phức tạp ở trên (2.4), Fresnel dùng một phương pháp tuy không hoàn toàn chặt chẽ về mặt toán học nhưng đơn giản và trực quan, gọi là phương pháp đối Fresnel.

1. Cách chia đôi và diện tích các đôi.



Có một nguồn điểm S phát ánh sáng đơn sắc bước sóng λ , đặt trong môi trường đồng tính và đẳng hướng. Chúng ta cần khảo sát trạng thái chấn động tại P. Để đơn giản ta chọn mặt kín (Σ) là mặt cầu tâm S bán kính là a, đó chính là mặt sóng - mặt giao động đồng pha. Đường nối SP cắt (Σ) tại M_0 , các khoảng cách $SM_0 = a$ và $M_0P = b$ (H.8). Nhận xét rằng, cách bố trí của chúng ta có tính đối xứng qua đường thẳng SP, Fresnel không chọn các diện tích vi cấp $d\Omega$ (vô cùng bé, mà chia mặt kín (Σ) thành những diện tích nhỏ, hữu hạn (S như sau :

Chọn các điểm M_1 trên (Σ) sao cho khoảng cách

$$M_1P = M_0P + \lambda/2 = b + \lambda/2$$

Chọn các điểm M_2 trên (Σ) sao cho khoảng cách

$$M_2P = M_1P + \lambda/2 = b + 2\lambda/2$$

Chọn các điểm M_k trên (Σ) sao cho khoảng cách

$$M_kP = M_{k-1}P + \lambda/2 = b + k\lambda/2$$

Để dễ hình dung, chúng ta tưởng tượng rằng có những hình cầu tâm P bán kính PM_k chia mặt (Σ) thành những đôi cầu, những đôi cầu đầu tiên có thể xem như những hình vành khăn đồng tâm, tâm là M_0 .

Chúng ta sẽ tính bán kính các đới cầu ấy và chứng minh rằng có diện tích bằng nhau.

Gọi k là bán kính trong MOM_k của đới cầu thứ k : độ dài $H_kM_k = x_k$.

Vòng tròn ở giữa đánh số 0, đới có bề rộng M_1M_2 là đới số 1.

Trong hai tam giác vuông H_kSM_k và H_kPM_k , ta có :

$$\begin{aligned} \overline{H_kM_k}^2 &= \overline{SM_k}^2 - \overline{SH_k}^2 = \overline{PM_k}^2 - \overline{PH_k}^2 \\ &= a^2 - (a - x_k)^2 = (b + k\lambda/2)^2 - (b + x_k)^2 \end{aligned}$$

Khai triển 2 vế của phương trình và bỏ qua (2 bên cạnh (, ta được :

$$2ax_k = kb\lambda - 2bx_k$$

$$x_k = \frac{kb}{(a+b)} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Coi đới cầu là phẳng ta có gần đúng

$$\rho_k = M_0M_k \approx H_kM_k$$

Do đó :c

$$\rho_k = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} \sqrt{k} \quad (3.1)$$

Bán kính các đới tỷ lệ với căn bậc hai của những số nguyên liên tiếp. Các đới Fresnel sắp xếp tương tự như các vân tròn Niuton (Newton).

Diện tích của chõm cầu có chiều cao x_k là $S_k = 2\pi x_k^2$, của chõm cầu có chiều cao x_{k+1} là $S_{k+1} = 2\pi x_{k+1}^2$. Diện tích của đới Fresnel thứ k là :

$$\begin{aligned} \Delta S_k &= S_{k+1} - S_k = 2\pi a (x_{k+1} - x_k) \\ &= 2\pi a \frac{b}{(a+b)} \cdot \frac{\lambda}{2} \end{aligned}$$

$$\Delta S_k = \frac{\pi ab\lambda}{ab} \quad (3.2)$$

Vậy diện tích (S của tất cả các đới Fresnel kế tiếp thì đều bằng nhau.

2. Chấn động gây ra do toàn bộ mặt sóng.

Xét từ đới Fresnel này tới đới kế tiếp, vì diện tích của các đới Fresnel đều bằng ΔS , nên sự khác nhau về biên độ của chấn động thứ cấp gây ra tại P do mỗi đới là do thừa số xiên k .

Về pha chúng ta phân tích như sau : Vì (Σ) là mặt sóng, nên tại đây các chấn động thứ cấp đều cùng pha.

Khi đến P , vì khoảng cách từ 2 đới liên tiếp thứ k và $(k+1)$ đến điểm quan sát khác nhau nửa bước sóng $\lambda/2$ cho nên các chấn động thứ cấp tương ứng có pha ngược nhau.

Chú ý đến thừa số xiên k (θ, θ') ta thấy số thứ tự k của đới càng cao thì θ'_k càng lớn ($\theta_k = 0$) nghĩa là k (θ, θ') giảm dần khi k tăng. Tóm lại do phương pháp chia đới của Fresnel, các chấn động thứ cấp đến P có ly độ tuần tự âm và dương và giảm dần về trị số tuyệt đối.

Gọi a là biên độ của chấn động tổng hợp tại P ,

$a_0, a_1, a_2, \dots, a_k$ là biên độ gửi từ các đới tới p.

Ta có : $a = a_0 - a_1 + a_2 - a_3 \dots + a_k \dots - a_m$

Với $a_0 > a_1 > a_2 > \dots > a_k$

a_k giảm chậm và đều nên ta có thể coi

$$a_k = \frac{a_{k+1} + a_{k-1}}{2}$$

Ta có thể viết biểu thức của a dưới dạng

$$a = \frac{a_0}{2} + \left(\frac{a_0}{2} - a_1 + \frac{a_2}{2} \right) + \left(\frac{a_2}{2} - a_3 + \frac{a_4}{2} \right) \pm \dots \pm \frac{a_m}{2}$$

Các tổng trong dấu ngoặc triệt tiêu nên

$$a = \frac{a_0}{2} \pm \frac{a_m}{2}$$

Dấu + nếu m chẵn
- nếu m lẻ

Khi xét toàn bộ mặt sóng Σ thì $a_m \approx 0$. Vậy

$$a = \frac{a_0}{2}$$

Về cường độ sáng, ta có: $I = I_0/4$

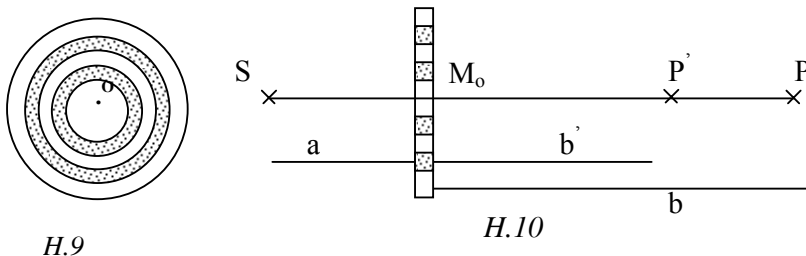
Vậy cường độ sáng ở P gây ra bởi toàn mặt cầu Σ chỉ bằng 1/4 cường độ sáng gây ra bởi đới Fresnel số 0.

3. Cách tử đới.

Phương pháp đới Fresnel được kiểm chứng rạch ròi với thí nghiệm cách tử đới.

Phân tích ở trên cho thấy chấn động nhiều xạ từ các đới số lẻ là ngược pha với chấn động nhiều xạ từ các đới số chẵn, thành thử chúng gần như triệt tiêu lẫn nhau. Nếu có một màn chắn đặc biệt chỉ trong suốt ở những đới cùng chẵn (hoặc cùng lẻ) thì cường độ sáng ở điểm quan sát sẽ tăng gấp bội so với khi không có màn chắn. Cách tử đới là một dụng cụ như vậy.

Trên một bản trong suốt (ví dụ như thủy tinh) người ta tiến hành chia các đới Fresnel



tâm O (H.9) nghĩa là vẽ các vòng tròn tâm O, bán kính (k theo (3.1)). Sau đó bôi đen các đới số lẻ 1, 3, 5 (hoặc các đới chẵn), ta có được cách tử đới. Đặt cách tử đới ở vị trí M_0 , cách nguồn sáng S một khoảng a, còn điểm quan sát P cách M_0 một khoảng b. Khi đó ở P

rất sáng. Từ công thức (3.1) $\rho_k = \sqrt{\frac{ab\lambda}{a+b}} \sqrt{k}$ ta thấy số đới Fresnel k phụ thuộc vào bán

kính ρ_k của màn chắn như sau :

$$k = \frac{\rho_k^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \quad (3.5)$$

Như vậy cho biết bán kính của màn chắn chúng ta có thể tính được số đới tương ứng. Mặt khác, còn thấy rằng số đới k còn phụ thuộc vào khoảng cách b đến điểm quan sát. Trên quang trục sẽ tìm thấy một điểm P' cách M_0 một đoạn b' sao cho

$$\left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b'} \right) = 3 \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

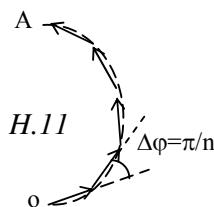
Khi đó, đới Fresnel số 0 trên cách từ đới ứng với điểm P sẽ chứa 3 đới : 0, 1, 2 ứng với điểm P' . Còn đới thứ 1 đối với P sẽ chứa 3 đới 3, 4, 5 đối với P' (3 đới này bị bôi đen). Như vậy P' cũng là 1 điểm sáng. Trên quang trục còn có những điểm P'' , P''' , mà mỗi đới trên cách từ ứng với 5, 7 đới Fresnel. Đó cũng là các điểm sáng. Ta thấy rằng cách từ đới tác dụng như một thấu kính hội tụ nhiều tiêu điểm.

Người ta còn chế tạo được cách từ đới, trong đó phần không trong suốt, được thay bằng những hình vành khăn làm bằng chất trong suốt mới có độ dày thích hợp, để ánh sáng đi qua đây có quang lộ tăng thêm \bar{G} so với khi đi qua đới này nếu làm bằng chất trong suốt dùng làm cách từ. Như thế, chấn động gửi từ các đới lẻ và từ các đới chẵn đều cùng pha và độ rọi ở P tăng gấp 4 lần so với cách từ đới thường. Cách từ đới chế tạo theo nguyên tắc trên gọi là cách từ đới pha (dựa trên nguyên tắc làm thay đổi pha của các chấn động).

4. Phương pháp đồ thị.

Ở trên, ta đã thấy khi khảo sát hiện tượng nhiễu xạ, ta phải tổng hợp một số vô hạn chấn động, có pha tăng dần một cách liên tục. Ta có thể dùng cách tính của Fresnel.

Ta chia mỗi đới câu Fresnel thành đới vi cấp có cùng diện tích \bar{G} . Với mỗi đới vi cấp này, ta có thể coi chấn động phát đi từ mỗi điểm thì đồng pha với nhau (khi tới P) và đồng pha với chấn động tổng hợp tại P gây ra bởi toàn đới vi cấp. Ta biểu diễn chấn động ds gây ra bởi mỗi đới vi cấp bằng các vectơ có cùng độ dài, tỷ lệ với biên độ da của dao động ds , và hợp với nhau một góc bằng hiệu số pha $d\phi$ giữa hai chấn động ứng với hai đới vi cấp liên tiếp. Các vectơ trên hợp thành một nửa đa giác có cạnh là da , góc hợp bởi hai cạnh liên tiếp là $d\phi$.



Từ mép này sang mép kia của một đới Fresnel pha thay đổi là π , vậy $d\phi = \pi/n$. Ta xét đới Fresnel số 0, ta được nửa đa giác đều thứ nhất (hình 11), cho $n \rightarrow \infty$, nửa đa giác trên biến thành nửa vòng tròn OA . Độ dài đường kính OA biểu diễn biên độ chấn động tại P gây ra bởi đới Fresnel số 0. Với đới Fresnel số 1, ta được nửa vòng tròn AB (hình 12). Điểm B không trùng với O , là do ảnh hưởng của thừa số xiên $k(\theta, \theta')$ làm cho biên độ chấn động ứng với các đới giảm tuần tự khi số thứ tự đới tăng. Cuối cùng đi hết mặt (Σ) đồ thị tổng hợp biên độ có hình xoắn ốc với điểm tiệm cận là tâm I , trung điểm của đường kính OA .

Nhờ đồ thị trên chúng ta xác định nhanh chóng biên độ ánh sáng nhiễu xạ tại P.

Nếu giữa nguồn sáng S và P không có màn chắn, mặt (Σ) được mở hoàn toàn, biên độ sáng tại P là OI.

Nếu có màn chắn chỉ chứa đôi Fresnel đầu tiên, biên độ sáng là $OA = 2OI$ và cường độ sáng gấp 4 lần khi không có màn chắn, đúng như kết quả trước đây (3.4). Nếu màn chắn chứa 2 đôi Fresnel đầu tiên, biên độ $OB \approx O$, ở P tối.

Nếu màn chắn chứa số đôi Fresnel không nguyên, ví dụ đôi số 0 và nửa đôi số 1 thì biên độ của chấn động tổng hợp là OJ, J là điểm giữa trên cung AB.

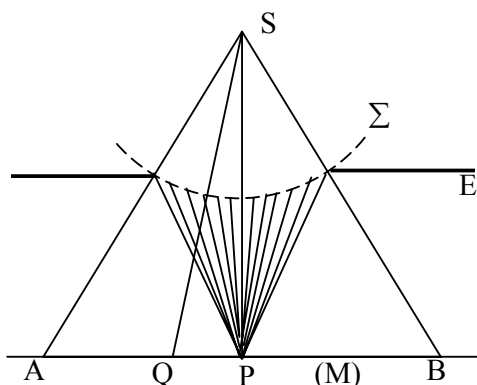
Bằng cách tổng hợp biên độ bằng đồ thị như trên, ta còn có thể giải các bài toán nhiễu xạ với các màn chắn có cấu tạo đặc biệt.

Trên đây chúng ta dùng nguồn sáng điểm và xét nhiễu xạ của sóng cầu. Nếu chiếu chùm tia sáng song song đến màn chắn, ta có nhiễu xạ của sóng phẳng. Trong trường hợp này các công thức (3.1), (3.2) và (3.5) vẫn còn dùng nếu cho bán kính a của mặt sóng tiến đến giá trị

SS.4. NHIỄU XẠ FRESNEL.

Khi màn quan sát đặt cách vật cản một khoảng giới nội (b), ta có nhiễu xạ Fresnel. Chúng ta sẽ áp dụng cách chia đôi của Fresnel để xác định hình ảnh nhiễu xạ trong các trường hợp sau :

1. Nhiễu xạ qua một lỗ tròn.



H.13

Trên hình 13, E là một màn chắn có khoét lỗ tròn tâm Mo bán kính (a). S là nguồn sáng điểm đơn sắc được đặt trên trục của lỗ tròn. Màn quan sát M được đặt song song với màn chắn E.

P là giao điểm của trục SMO và màn M. Hiện tượng thí nghiệm trên hình 13 có tính đối xứng quanh trục SP. Từ đó suy ra rằng hình nhiễu xạ trên màn M có tính đối xứng quanh tâm P.

* Cường độ sáng tại P : Để xác định trạng thái sáng tại P, ta tiến hành chia đôi Fresnel cho mặt cầu (tâm S, bán kính $SMo = a$). Tại P sáng hay tối tùy theo số đôi Fresnel chứa trong lỗ là lẻ hay chẵn. Số đôi được tính theo công thức (3.5). Trường hợp số đôi không

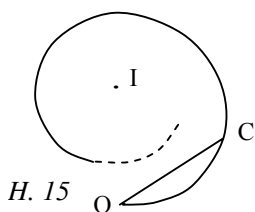
phải là nguyên, chúng ta dùng hình xoắn ốc (H.12) có thể so sánh với cường độ sáng khi không có màn chắn.

* Cường độ sáng tại Q lân cận P : Nối SQ đường này cắt (tại O. Ta tiến hành chia đôi Fresnel quanh tâm O. Tâm Mo của lỗ không trùng với tâm O. Lỗ tròn cho qua các phần của đôi số chẵn và đôi số lẻ như trên hình 14. Phần các đôi chẵn tăng cường lẫn nhau và triệt tiêu phần các đôi lẻ. Vì vậy biên độ chấn động tại Q tỷ lệ với hiệu số diện tích hai loại đôi chứa trong lỗ tròn. Ở Q có thể sáng hoặc tối.

Từ việc phân tích như trên, có thể kết luận rằng hình nhiễu xạ trên màn quan sát gồm các tròn sáng và tối xen kẽ nhau có tâm chung là P.

2. Giải thích sự truyền thẳng của ánh sáng.

Ta xét cách bố trí trên hình 13. Theo quang hình học ta nói ánh sáng truyền thẳng từ S đến P, thì theo quan điểm sóng ta ngầm hiểu rằng trạng thái chấn động tại P là được xác định bởi chùm sáng hẹp đi từ S đến P.



Giả sử lỗ Mo có diện tích chỉ bằng $1/3$ diện tích đôi Fresnel số 0. Đồ thị hình xoắn ốc (H.15) cho thấy rằng biên độ tại điểm quan sát khi đó là OC bằng OI như khi không có màn chắn. Do đó, khi không có màn chắn E, ta có thể coi cường độ sáng ở P **H.16** được gây ra chỉ bởi phần mặt sóng giới hạn bởi lỗ Mo trên, còn chấn động

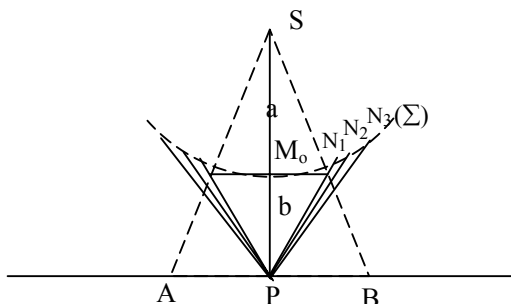
thứ cấp đi từ các phần còn lại của mặt sóng triệt tiêu lẫn nhau vì giao thoa. Như vậy, khi xét cường độ ở P ta chỉ cần xét chùm sáng hẹp giới hạn bởi phần mặt sóng nhỏ bé ấy, nói cách khác, nghĩa là có thể coi là ánh sáng truyền thẳng từ S tới P.

Về mặt lý thuyết, ta có hiện tượng nhiễu xạ khi mặt sóng (bị giới hạn. Trong thực tế, nếu lỗ Mo chứa vài chục đôi Fresnel trở lên, thì hình nhiễu xạ trên màn E không khác gì nhiều so với bóng sáng hình học. Hiện tượng nhiễu xạ chỉ bắt đầu có ảnh hưởng rõ rệt khi lỗ chứa từ 10 đôi Fresnel trở lại (đường kính vào cỡ milimét, hoặc nhỏ hơn, trong điều kiện sử dụng thông thường).

Trong các quang cụ, những lỗ trên màn chắn sáng không quá nhỏ. Chính vì thế, mà khi khảo sát sự tạo ảnh trong các quang cụ, ta vẫn có thể dùng khái niệm tia sáng và áp dụng định luật truyền thẳng.

3. Nhiễu xạ bởi một màn tròn.

Trên hình 16 các bộ phận thí nghiệm tương tự như trên hình 13, chỉ có khác E là một màn chắn hình tròn tâm Mo. Ta hãy khảo sát trạng thái sáng tại điểm P, tâm của bóng tối hình học AB. Nối P với mép màn chắn, đường nối cắt (tại các điểm N1 có $ON_1=b$.



Tiếp tục chia (thành đôi N1N2 với $PN_2 = b' + (/2$, đôi N2N3 với $PN_3 = b' + 2 (/2$.

Lập luận như trước đây, ta đi đến kết luận : chấn động sáng gây ra tại P là do nửa đôi Fresnel đầu tiên, nằm giữa 2 đường tròn N1 và N2. Như vậy tại P, ở giữa bóng tối hình học luôn luôn sáng.

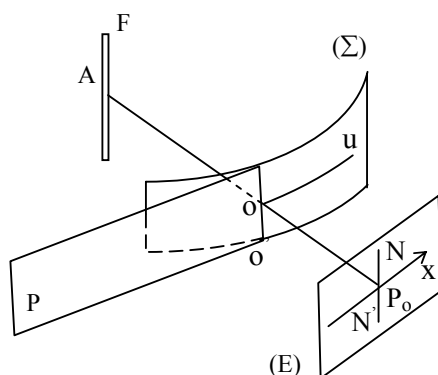
Kết luận bất ngờ trên đây hoàn toàn trái với nguyên lý của quang hình học, lại được thí nghiệm xác nhận, chứng tỏ rằng nguyên lý Huyghen – Fresnel là phù hợp với thực tế.

Dĩ nhiên vì tính đối xứng của hiện tượng, hình nhiễu xạ trên màn M là những vân tròn sáng, tối cùng có tâm P, ở xung quanh bóng đen gây ra bởi màn chắn. Ta hãy xét ảnh hưởng của kích thước màn E tới cường độ sáng tại P.

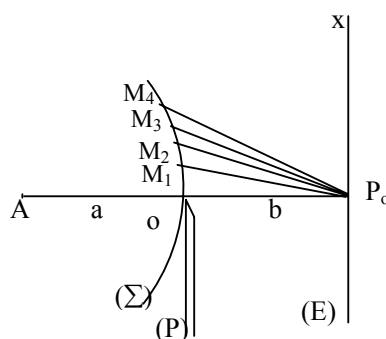
Khi màn chắn bé, thừa số xiên ứng với đới Fresnel đầu tiên (giữa N1 và N2) còn đủ lớn, ở P có cường độ sáng đáng kể. Màn chắn càng lớn, cường độ sáng ở P càng giảm. Khi màn E có kích thước tương ứng với vài chục đới Fresnel đầu tiên hoặc lớn hơn, thì ở P có thể xem như là tối.

4. Nhiễu xạ do bờ thẳng của nửa mặt phẳng.

a/ Sơ đồ thí nghiệm :



H.17a



H.17b

Nguồn sáng là một khe F. Hiện tượng nhiễu xạ gây ra bởi bờ thẳng OO' của một nửa mặt phẳng P. Khe sáng F được đặt song song với OO'. Trên màn E, đường NN' là ranh giới giữa 2 miền sáng tối của ảnh hình học.

Ta chỉ cần khảo sát hiện tượng trên mặt phẳng đối xứng OPU thẳng góc với OO'. Ta khảo sát trạng thái sáng tại điểm Po. Từ khe sáng F, sáng truyền đi theo một mặt trụ (), trục là khe F. Ta chia mặt trụ () thành từng dải theo nguyên tắc như chia đới Fresnel trong trường hợp sóng cầu.

$$P_oO = b, P_oM_1 = b + \frac{\lambda}{2}, P_oM_2 = b + 2 \frac{\lambda}{2}, \dots, P_oM_k = b + k \frac{\lambda}{2}$$

Như vậy mặt sóng () được chia thành các dải song song với OO'. Các dải này càng xa bờ OO' thì càng hẹp.

Cách chia Fresnel trên có hai đặc điểm sau :

- Các chấn động thứ cấp từ hai dải kế tiếp khi đến Po có pha ngược nhau.
- Diện tích của các dải giảm dần theo thứ tự k, cho nên tác dụng của hai dải kế tiếp không hoàn toàn triệt tiêu nhau.

Vì tính chất đối xứng, các điểm trên màn E và nằm trên một đường thẳng song song với OO' thì ứng với cùng một trạng thái sáng. Do đó trên màn E ta được các vân thẳng, song song với bờ ngăn sáng OO'. Các vân sáng và tối xen kẽ với nhau.

b. Đường xoắn ốc Cornu (Cornu) :

Gọi u là độ dài của cung OMk, ta có U2 (G

$$\text{Vậy } \hat{c} \quad (3.6)$$

Xét hiệu quang lộ : Δ , ta có thể viết từ công thức (3.6) :

$$\Delta = k \frac{\lambda}{2} = \frac{(a+b) u^2}{2ab}$$

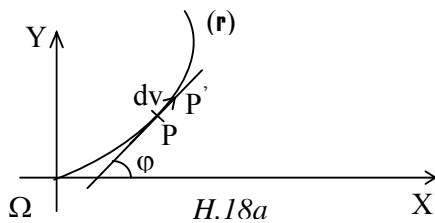
Hiệu số pha tương ứng (so với chấn động đi qua 0)

$$\varphi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi(a+b)u^2}{\lambda 2ab}$$

đặt \hat{c} hay $\hat{G} u$

Vậy \hat{c}

Xét chấn động tới Po từ một dải vi cấp có bề rộng du ở lân cận Mk. Diện tích của dải vi cấp này tỷ lệ với du, do đó tỷ lệ với dv. Vậy chấn động này được biểu diễn bởi một vectơ PP', có chiều dài là dv và làm với trục gốc vị tương (X một góc \hat{G} (trước (X ứng với chấn động tại Po đến từ 0)



Chấn động tổng hợp tại Po được biểu diễn bởi tổng số các vectơ \hat{G} như trên. Sự hợp này cho ta một đường cong r (giả sử các dải tính từ điểm 0 và đi về phía x dương), Hình chiếu của \hat{G} xuống hai trục (X và (Y lần lượt là :

$$dX = dv \cdot \cos \varphi = \cos \frac{\pi v^2}{2} \cdot dv$$

$$dY = dv \cdot \sin \varphi = \sin \frac{\pi v^2}{2} \cdot dv$$

Suy ra tọa độ của điểm P ứng với chiều dài v của cung (P là:

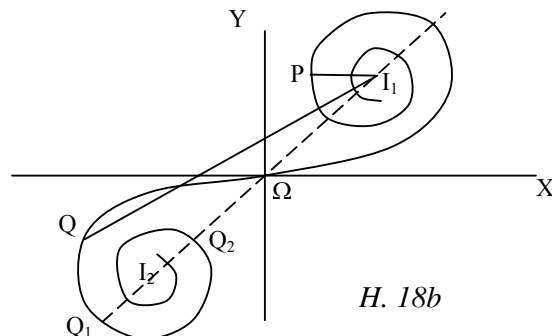
$$X = \int_0^v \cos \frac{\pi v^2}{2} \cdot dv$$

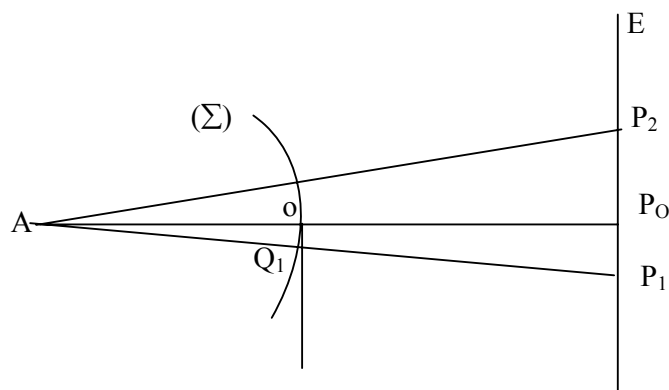
$$Y = \int_0^v \sin \frac{\pi v^2}{2} \cdot dv$$

Các tích phân này được gọi là tích phân Fresnel.

Nhờ vào một bảng tính sẵn các trị số X và Y theo các trị số của v, ta vẽ được đường cong r là một đường xoắn ốc. Nếu ta lấy các trị số của v từ 0 (((nghĩa là lấy mọi trị số của x dương), ta được một đường xoắn ốc bắt đầu từ (và tới một điểm tiệm cận I1 nằm trên đường phân giác của góc Y(X.

Nếu vẽ cả đường (r) ứng với các dải âm (nằm về phía âm), ta được đường xoắn ốc (I2, đối xứng với nửa trên qua (và có điểm tiệm cận là I2. Đường (r) này nhận (làm điểm uốn với tiếp tuyến tại (chính là trục (X. Đường cong (r) được gọi là đường xoắn ốc cornu.





H.18c

c. Khảo sát sự phân bố cường độ sáng trên màn E:

Khi không có màn chắn, tổng hợp biên độ các sóng thứ cấp, ta được nguyên vẹn đường xoắn ốc. Biên độ sáng tại P₀ được biểu diễn bởi đoạn I₁I₂. Cường độ sáng tương ứng :

$$I_o = \overline{I_1 I_2}^2$$

Đặt màn chắn dạng nửa mặt phẳng. Đối với điểm P₀, màn chắn che mất nửa âm của đường xoắn ốc. Vì vậy :

$$I_{p_0} = \Omega I_1^2 = \frac{I_o}{4}$$

Vậy tại biên giới của bóng tối hình học, cường độ sáng không triệt tiêu mà bằng 1/4 cường độ sáng khi không có màn chắn.

Điểm P₁ nằm trong vùng bóng tối. Nối AP₁ đường này cắt mặt sóng tại Q₁ (H.18c). Ta chia các dải Fresnel như trước kể từ O₁. Trường hợp này, màn chắn che hết phần âm và 1 đoạn ở phần đường xoắn ốc, ví dụ đoạn (P (H.18b). Cường độ sáng tại P₁ :

$$I_{p_1} = \overline{P I_1}^2 < \frac{I_o}{4}$$

Điểm P₁ cùng nằm sâu trong miền bóng tối trên đường xoắn ốc, điểm P càng tiến dần về điểm tiệm cận I₁. Như vậy cường độ sáng tiến dần tới 0 khi ra xa ranh giới hình học.

Điểm P₂ nằm trong miền sáng hình học. Tiến hành như trên. Trường hợp này màn chắn chưa che hết phần âm của đường xoắn ốc. Giả sử chỉ che phần I₂Q. Cường độ sáng tại P₂ :

$$I_{p_2} = \overline{Q I_1}^2 > \frac{I_o}{4}$$

P₂ càng ra xa ranh giới trên đường xoắn ốc, điểm Q tiến dần về I₂. Đến vị trí Q₁ (H.18) ta gặp cực đại đầu tiên với :

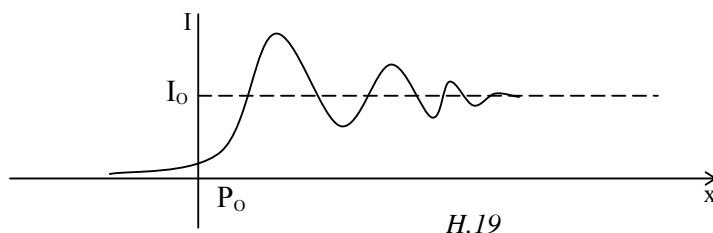
$$I_{p_2} = \overline{Q_1 I_1}^2 > I_o$$

Tiếp tục, đến vị trí Q₂, ta gặp một cực tiểu với :

$$I_{p_2} = \overline{Q_2 I_1}^2 < I_o$$

Cứ tiếp tục như vậy, từ ranh giới NN' trở ra vùng sáng, ta lần lượt gặp các vân sáng tối xen kẽ nhau. Vân sáng có cường độ lớn hơn I_o một ít, vân tối có cường độ nhỏ hơn I_o một

ít. Tính toán cho thấy càng ra xa các vân càng khít lại và cường độ sáng dần đến giá trị tiệm cận I_0 . Hình 19 biểu diễn sự phân bố cường độ sáng nhiễu xạ theo phương Pox.

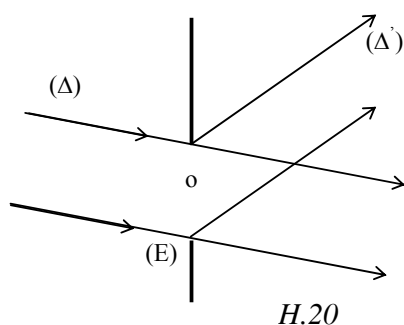


H.19

Chú ý : Các đường xoắn ốc trên đây chỉ dùng để xác định biên độ của chấn động tổng hợp, còn pha của chấn động tổng hợp không được chú ý đến.

SS.5. NHIỄU XẠ FRAUNHOFER.

Trong các hiện tượng ta vừa khảo sát, màn quan một khoảng giới nội. Vì được gọi là nhiễu xạ ở gần ta khảo sát hiện tượng sáng song song chiếu đến (H.20). Cụ thể là khảo sát theo các phương (Δ). Như quan sát P đều ở vô cực.



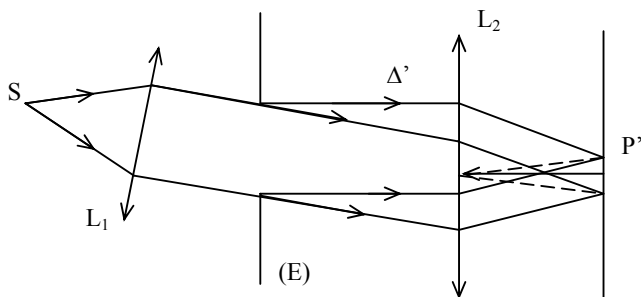
H.20

nhiều xạ Fresnel mà chúng sát được đặt cách vật cản vậy nhiễu xạ Fresnel còn vật cản. Tiếp theo đây chúng nhiễu xạ của một chùm tia màn chắn E có mang lỗ 0 cường độ ánh sáng nhiễu xạ vậy nguồn sáng S và điểm

So với trường hợp nhiễu xạ Fresnel, cách giải quyết vấn đề ở đây có nhiều thuận lợi hơn : trong công thức tổng quát (2.4), và các khoảng cách r và r' đều lớn vô hạn, vì là sóng phẳng, thừa số biên độ G trở thành một hằng số, các chấn động thứ cấp gửi từ các diện tích vi cấp của mặt sóng đều truyền theo cùng một phương (Δ), vì vậy thừa số xiên là k có cùng một trị số, nên có thể đưa ra ngoài dấu tích phân. Các tia sáng tới và tia sáng nhiễu xạ đều là nhưng tia song song, từ đó hiệu quang giữa chúng có thể tính được bằng những công thức đơn giản. Vì những lẽ trên, ta có thể tính tích phân (2.4) đến kết quả cuối cùng và có những trường hợp có thể tính đơn giản.

1. Sơ đồ thí nghiệm.

Để dễ quan sát thường người ta bố trí thí nghiệm theo hình 21. Nguồn sáng S đặt tại tiêu điểm của thấu kính hội tụ L_1 .



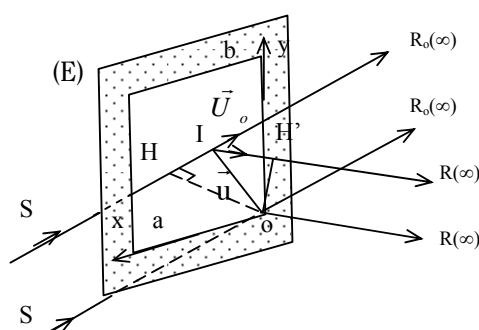
H. 21

Chùm tia song song nhiễu xạ theo phương (Δ), được hội tụ bằng thấu kính L_2 tại P' trên mặt phẳng tiêu L_2 .

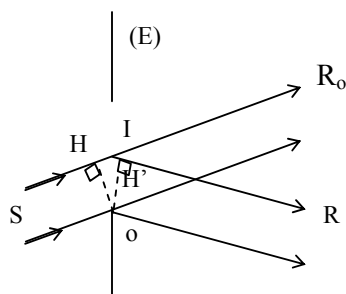
2. Nhiễu xạ do một lỗ hình chữ nhật.

Giả sử lỗ hổng trên màn E có dạng chữ nhật các cạnh là a, b.

Chiếu một chùm tia tới song song theo phương SRO qua lỗ. Ta hãy khảo sát cường độ ánh sáng nhiễu xạ theo phương R.



H. 22



H.23

Chọn tia SOR làm tia gốc. Hiệu quang lộ giữa hai tia SIR và SOR là:

$$\Delta = HI + IH' = (SIR) - (SOR)$$

Chọn các trục tọa độ trên mặt phẳng của lỗ là Ox, Oy. Gọi \vec{G} là vectơ đơn vị trên tia tới SI.

Ta có: $HI = \vec{G} \cdot (\vec{ox} + \vec{oy})$

Trong đó (α_o, β_o) là các cosin định hướng của \vec{G} :

$$\alpha_o = \cos(\vec{Ox} \cdot \vec{u}_o), \beta_o = \cos(\vec{Oy} \cdot \vec{u}_o)$$

x, y là các tọa độ của I.

Gọi \vec{G} là vectơ đơn vị trên tia nhiễu xạ IR với các cosin định hướng là (α) và (β).

Ta có:

$$IH = \vec{IO} \cdot \vec{u} = -\alpha x - \beta y$$

Vậy: $\Delta = ((o - 0)x + (0 - 0)y)$

Nếu chọn chấn động ở R (θ) ứng với tia SOR làm gốc vị tương thì chấn động ở R (θ') truyền đi từ một diện tích vi cấp $d = dx \cdot dy$ ở lân cận điểm I là

$$ds = K(\theta, \theta') d\sigma \cos\left(\omega t - \frac{2\pi\Delta}{\lambda}\right)$$

$$ds = K(\theta, \theta') \cos\left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}(\alpha_o - \alpha)x - \frac{2\pi}{\lambda}(\beta_o - \beta)y\right] dx \cdot dy$$

Chấn động tổng hợp ở R (θ') là do sự giao thoa của các chấn động thứ cấp đi từ các diện tích vi cấp lấy trên diện tích của lỗ chữ nhật.

Ta có:

$$S_R = K \int_0^a \int_0^b \cos\left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}(\alpha_o - \alpha)x - \frac{2\pi}{\lambda}(\beta_o - \beta)y\right] dx \cdot dy \quad (5.3)$$

Thực hiện tích phân (5.3), đi đến kết quả:

$$S_R = K a b \cdot \frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} (\alpha_o - \alpha) a}{\frac{\pi}{\lambda} (\alpha_o - \alpha) a} \cdot \frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} (\beta_o - \beta) b}{\frac{\pi}{\lambda} (\beta_o - \beta) b} \cdot \cos \left[\alpha - \frac{\pi (\alpha_o - \alpha) a}{\lambda} - \frac{\pi (\beta_o - \beta) b}{\lambda} \right] \quad (5.4)$$

Tích số $K.a.b$ có thể đặt bằng A_o .

Từ (5.4) ta còn thấy rằng chấn động tổng hợp có cùng pha với chấn động thứ cấp xuất phát từ điểm ở giữa lỗ chữ nhật với tọa độ I).

c. Các trường hợp giới hạn:

Biên độ A_R của chấn động tổng hợp là tích của các hàm số có dạng $\sin u/u$. Trong trường hợp a và b rất lớn ta có $A_R \rightarrow 0$. Như vậy sẽ không có ánh sáng nhiễu xạ theo phương R nếu như $(\alpha_o - \alpha) a \gg \lambda$ và $(\beta_o - \beta) b \gg \lambda$.

Khi $(\alpha_o - \alpha) a \ll \lambda$ và $(\beta_o - \beta) b \ll \lambda$ nghĩa là phương R về trùng với phương R_o thì phương G và $A_R = A_o$.

Vậy A_o là biên độ chấn động tổng hợp theo phương R_o , nghĩa là ở ảnh hình học.

3. Nhiễu xạ do một khe hẹp.

a/ Sơ đồ thí nghiệm :

Khe hẹp là trường hợp riêng của lỗ chữ nhật khi a rất nhỏ, ta có $b \gg a$, xuất phát từ biên độ sóng tổng hợp :

$$A_R = A_o \cdot \frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} (\alpha_o - \alpha) a}{\frac{\pi}{\lambda} (\alpha_o - \alpha) a} \cdot \frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} (\beta_o - \beta) b}{\frac{\pi}{\lambda} (\beta_o - \beta) b} \quad (5.5)$$

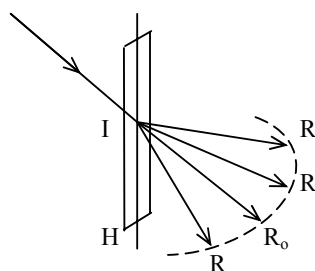
Ta thấy :

+ Nếu $(\alpha_o - \alpha) a \gg \lambda$ thì A_R hay $I = A_R^2 = 0$

+ Nếu $(\alpha_o - \alpha) a \ll \lambda$ thì

Khi đó : $A_R = A_o$

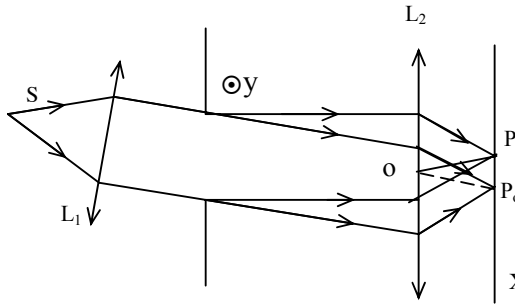
Vậy ta chỉ có ánh sáng nhiễu xạ theo các phương sao cho $(\alpha_o - \alpha) a \ll \lambda$, nghĩa là theo các phương hợp với Oy một góc bằng góc của phương tới hợp với Oy . Hình 24 giúp ta hình dung sự phân bố chùm tia nhiễu xạ từ là các phương nhiễu xạ. Các tia nón tròn xoay có trục đối xứng là Oy có \cos bằng $\sin \alpha_o$. Nếu ta hứng chùm kính hội tụ, thì ảnh nhiễu xạ sẽ thâu kính. Đó chính là giao tuyến nón trên.



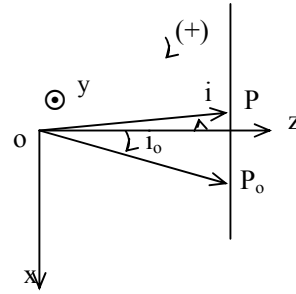
H.24

thí nghiệm, dùng trong thực tế tới Oy , khi đó mặt nón nói

Ta xét trường hợp các thí có chùm tia tới gần vuông góc trên được coi một cách gần đúng là một mặt phẳng thẳng góc với Oy . Sơ đồ thí nghiệm như hình vẽ 25.



H. 25



H. 26

Kết quả là trên màn ảnh, ảnh nhiễu xạ thu về một đường thẳng PX thẳng góc với khe.

b. Hình ảnh nhiễu xạ :

Trong hình 25, bề dài b của khe thẳng góc với mặt của hình vẽ. Thấu kính L_1 tạo chùm tia sáng song song chiếu tới khe bề rộng a . Thấu kính L_2 hội tụ ánh sáng nhiễu xạ lên mặt phẳng tiêu của nó. Như trên đã phân tích, chỉ có ánh sáng nhiễu xạ trên đường thẳng PoX.

Để xác định vị trí các điểm tối và các điểm sáng, ta xuất phát từ công thức (5.5) với $(= (o$, ta có :

$$A_R = A_o \cdot \frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} (\alpha_o - \alpha) a}{\frac{\pi}{\lambda} (\alpha_o - \alpha) a} \quad (5.6)$$

Để thuận tiện ta dùng hệ thức tọa độ mới như trên hình 26. Góc tọa độ O được đặt tại quang tâm của vật kính L_2 .

$i_o = (oz, OP_o)$ và $i = (oz, OP)$. Các góc có góc theo quy ước chung.

$$\alpha_o = \cos(Ox, OP_o) = \cos[(Ox, Oz) + (Oz, OP_o)] = \cos\left(-\frac{\pi}{2} + i_o\right) = \sin i_o$$

$$\alpha = \cos(Ox, OP) = \cos[(Ox, Oz) + (Oz, OP)] = \cos\left(\frac{\pi}{2} + i\right) = -\sin i$$

Vậy trong hệ tọa độ mới biểu thức biên độ sóng tổng hợp sẽ là:

$$A_R = A_o \frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} (\sin i_o - \sin i) a}{\frac{\pi}{\lambda} (\sin i_o - \sin i) a} = A_o \frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} (\sin i - \sin i_o) a}{\frac{\pi}{\lambda} (\sin i - \sin i_o) a} \quad (5.7)$$

Trường hợp i_o và i , đều bé, ta có :

$$A_R = A_o = \frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} (i - i_o) a}{\frac{\pi}{\lambda} (i - i_o) a} \quad (5.8)$$

* Vị trí các điểm tối :

$$AR = 0 \text{ khi } \sin \frac{\pi}{\lambda}(i - i_o)a = 0 \quad \text{với } \frac{\pi}{\lambda}(i - i_o)a = k\pi$$

$$\sin \frac{\pi}{\lambda}(i - i_o)a = 0 \quad \text{khi : } \frac{\pi}{\lambda}(i - i_o)a = k\pi$$

$$(i - i_o) = k \frac{\lambda}{a} \quad \text{với } k = (1, 2, \dots)$$

Khoảng cách góc giữa 2 điểm tối kế tiếp là $(i - i_o) = \lambda / a$

Khoảng cách dài giữa chúng là $(x = F/a) \quad (5.9)$

* Vị trí các điểm sáng:

Biên độ sáng tỉ đối $\frac{I}{I_o}$ và $\frac{A}{A_o}$

Để xác định vị trí các điểm sáng ta tìm cực trị của hàm số :

$$Y = \frac{\sin u}{u}$$

Nghĩa là tìm nghiệm của $\cos u = 0$

$$\text{Suy ra : } \tan u = u \quad (5.10)$$

Phương trình (5.9) được giải bằng phương pháp đồ thị, trình bày trên hình (27). Nghiệm số tìm được là :

$$u = \frac{\pi}{\lambda}(i - i_o)a = (2k + 1) \frac{\pi}{2} \quad \text{với } k = \pm 1, \pm 2, \dots$$

Ứng với các vị trí

$$(i - i_o) = (2k + 1) \frac{\lambda}{2a}$$

Hay ứng với các

$$F(i - i_o) = (2k + 1) \frac{\lambda F}{2a}$$

Khoảng cách giữa cũng chính bằng tối kế tiếp.

* Điểm sáng

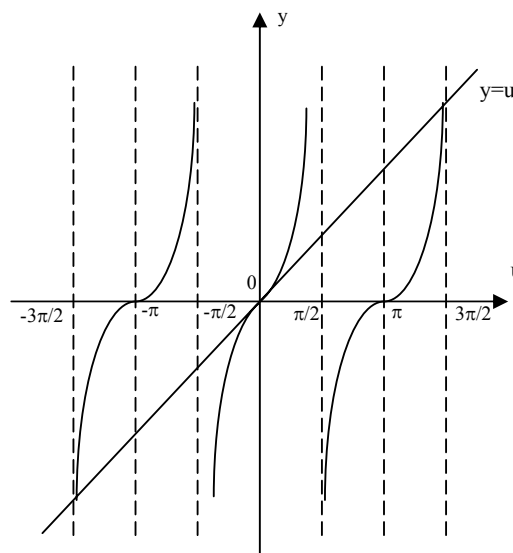
Tại P_o , ứng với trung tâm, với cường độ tối kế hai bên $F\lambda/a$.

* Sự phân bố

$$\text{Cường độ sáng tỉ đối : } \frac{I_R}{I_o} = \left(\frac{A_R}{A_o} \right)^2 = \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2$$

Tại các điểm sáng : $u = (2k + 1)\pi, \sin u = 1$

Vậy



H. 27

góc :

khoảng cách đến P_o :

$$(5.11)$$

2 điểm sáng kế tiếp η , khoảng cách giữa 2 điểm

trung tâm:

$I = I_o$ ta có cực đại sáng độ sáng $I_o = A_o^2$. Hai cách P_o một khoảng $(x =$

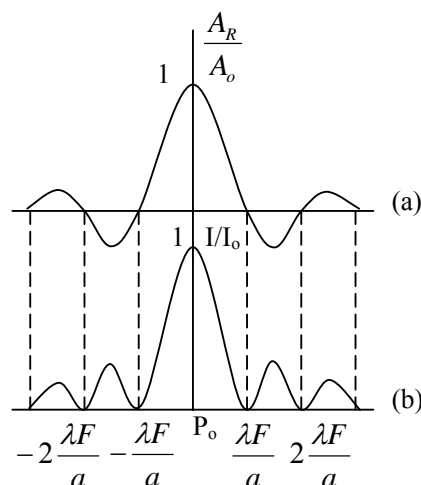
cường độ sáng:

$$\frac{I_R}{I_o} = \frac{4}{(2k+1)^2 \pi^2}$$

Đối với 2 điểm sáng ở kế tiếp cực đại sáng trung tâm, ứng với $k = 1, k = -2$, ta có :

$$\frac{I_1}{I_o} = \frac{4}{3^2 (3,14)^2} = 4\%$$

Tiếp đó :



H. 28

$$\frac{I_2}{I_o} = \frac{4}{5^2 (3,14)^2} = 1,6\%$$

Hơn 90% năng lượng ánh sáng tập trung ở cực đại nhiễu xạ trung tâm. Có thể biểu diễn sự phân bố biên độ chấn động tổng hợp và cường độ sáng nhiễu xạ dọc theo trục PoX như trên các hình 28a và 28b. Trên đây chúng ta đã khảo sát hình ảnh nhiễu xạ với nguồn sáng điểm S. Hình nhiễu xạ là các điểm sáng phân bố trên trục PoX, cực đại trung tâm tại P_oS .

Để dễ quan sát, người ta dùng nguồn sáng S có dạng khe hẹp, mỗi điểm trên khe cho các cực đại nhiễu xạ như ta vừa khảo sát. Các điểm trên khe liên tục và các hình nhiễu xạ cũng liên tục, các cực đại cùng nằm trên cùng một đường thẳng. Do đó, trong trường hợp này, ta quan sát thấy hệ vân sáng tối hình thẳng song song với khe S.

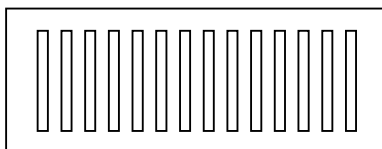
4. Nhiễu xạ qua nhiều khe hẹp - cách tử nhiễu xạ.

a/ Cấu tạo của cách tử và cách bố trí thí nghiệm:

Cách tử phẳng gồm các khe hẹp song song cách đều nhau, và cùng nằm trên một mặt phẳng (H.29). Bề rộng của mỗi khe là a , khoảng không trong suốt giữa 2 khe có bề rộng là b - Khoảng cách giữa 2 khe kế tiếp là d :

$$d = a + b \quad (5.9)$$

d được gọi là chu kỳ hay của cách tử là N , bề rộng của

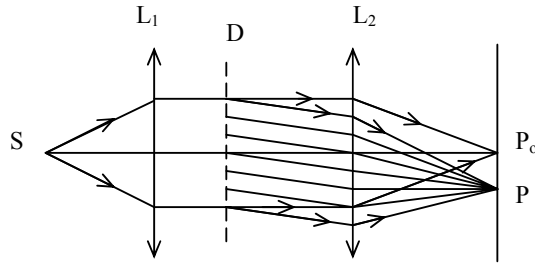


hằng số của cách tử. Số khe cách tử là $L = d \cdot N \quad (5.10)$

H. 29

Cấu tạo của cách tử rất tinh vi, trên bề rộng 1 mm có đến hàng trăm, hàng ngàn khe Có nhiều loại cách tử có cấu tạo riêng biệt nhưng đều dựa theo nguyên tắc : mặt sóng của chùm tia sáng tới được chia thành những phần đều đặn, lần lượt truyền qua và bị ngăn lại bởi cách tử. Cách tử D được đặt như sơ đồ thí nghiệm trên hình 30 (kích thước của cách tử

đã được phóng đại). Sơ đồ này hoàn toàn tương tự sơ đồ thí nghiệm nhiễu xạ qua một khe hẹp trên hình 25 - Trở lại phân nhiễu xạ qua một khe ta thấy rằng cực đại trung tâm P_0 ở tại vị trí ảnh hình học của S qua hai thấu kính, hoàn toàn không phụ thuộc vào vị trí của khe hẹp, khoảng cách giữa 2 cực đại và 2 cực tiểu kế tiếp bằng F/a (H.28b), chỉ phụ thuộc vào bề rộng a của mỗi khe. Trong thí nghiệm trên, ánh sáng bị nhiễu xạ qua N khe, nhưng vì lý lẽ nêu ở trên, N hình nhiễu xạ từng khít nhau, nên có thể suy ra rằng biểu đồ chấn động tổng hợp có dạng hình 28a với thừa số nhân N.



H. 30

Tuy nhiên, khác với trường hợp nhiễu xạ qua một khe, ở đây còn có hiện tượng giao thoa của N chấn động thứ cấp xuất phát từ N khe. Trên hình 30 cho thấy N chấn động thứ cấp nhiễu xạ theo phương OP, và giao thoa với nhau tại P. Từ phân tích định tính như trên, chúng ta sẽ tiến hành tính toán.

b/ Tổng hợp biên độ các chấn động thứ cấp N khe:

Biên độ chấn động thứ cấp, nhiễu xạ theo phương OP, từ mỗi một khe, đã được tính trong biểu thức (5.7) :

$$A_{1p} = A_o \cdot \frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} (\sin i - \sin i_o) a}{\frac{\pi}{\lambda} (\sin i - \sin i_o) a}$$

Trước đây chúng ta đã xác định chấn động thứ cấp từ mỗi khe có pha như chấn động thứ cấp từ điểm giữa khe. Như vậy có thể tính độ lệch pha giữa 2 khe kế tiếp khi đến P.

Hiệu quang lộ $(= dsini - dsinio = d (\sin i - \sin i_o))$

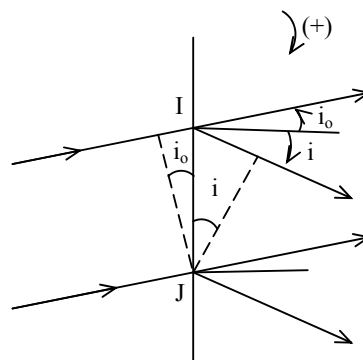
Độ lệch pha : ϕ

Chúng ta tổng hợp N chấn động có biên độ bằng nhau A_{1P} và độ lệch pha của 2 chấn động kế tiếp là ϕ .

Với phương pháp cộng bằng sơ đồ vectơ, kết quả theo công thức (2.2) của chương giao thoa cho ta biên độ của chấn động tổng hợp :

$$A_{NP} = A_{1p} = \frac{\sin N \frac{\Delta \phi}{2}}{\sin \frac{\Delta \phi}{2}}$$

$$A_{NP} = A_o \frac{\sin u}{u} \cdot \frac{\sin N \frac{\Delta \phi}{2}}{\sin \frac{\Delta \phi}{2}}$$



H. 30'

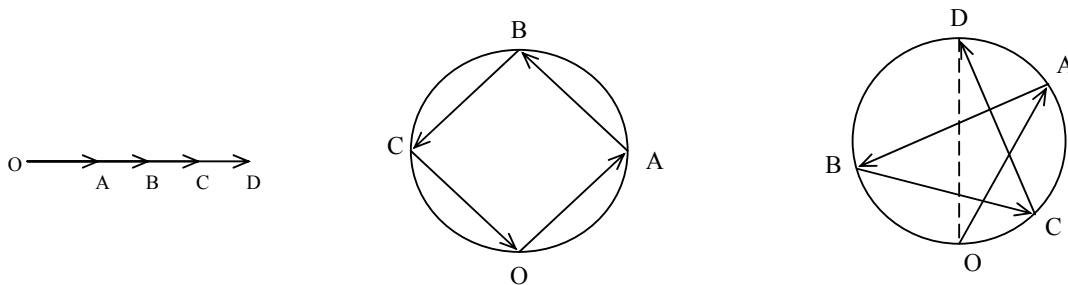
Cường độ sáng nhiễu xạ tại P :

$$I_p = A_o^2 \frac{(\sin u)^2}{u^2} \cdot \frac{\left(\sin N \frac{\Delta \varphi}{2}\right)^2}{\left(\sin \frac{\Delta \varphi}{2}\right)^2} \quad (5.12)$$

Khảo sát hàm số (5.12) chúng ta sẽ xác định được các cực đại và cực tiểu nhiễu xạ. Công việc sẽ thuận tiện hơn nếu tách (5.12) thành 2 thừa số. Dạng của thừa số thứ nhất $\left(\frac{\sin u}{u}\right)^2$ đã biết trên hình 28b, với :

* Vị trí các cực tiểu nhiễu xạ là $X = +_k kF/a$

Các cực đại và cực tiểu của thừa số sau được phân tích bằng cách trở lại sơ đồ cộng vectơ.



(a) $\Delta \varphi = k2\pi$

với $k=0, (1, (2$

cho cực đại chính

(b) $N\Delta \varphi = k2\pi$

$k=(1, (2, \dots((0, N, 2N)$

(c) $N\Delta \varphi = (2k+1)\pi$

$k=(1, (2, \dots$

Hình 31

Chú ý : Độ lệch pha của chẵn động thứ N so với chẵn động thứ nhất là $(N - 1)(($

* Vị trí các cực đại chính:

Từ hình 31a, ta có điều kiện cho các cực đại chính :

$$\Delta \varphi = 2k\pi$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} d(\sin i - \sin i_o) = 2k\pi$$

$$\boxed{\sin i - \sin i_o = k \frac{\lambda}{d}} \quad \text{với } k = 0, +_1, +_2 \quad (5.13)$$

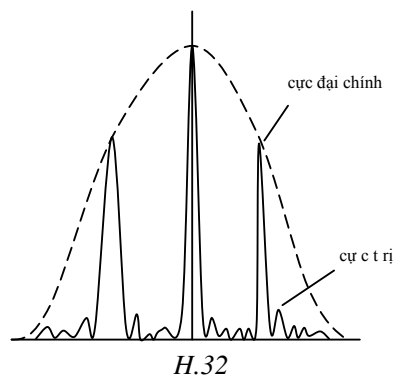
Khoảng cách góc giữa 2 cực đại chính kế tiếp là $(/d$

Khoảng cách trên màn quan sát là $(X = F (/d (5.14)$

Cường độ sáng các cực đại chính

$$\text{Vì } \frac{\sin N \cdot \frac{\Delta\varphi}{2}}{\sin \frac{\Delta\varphi}{2}} = \frac{\sin(Nk\pi)}{\sin k\pi} = N$$

$$\text{Cho nên } I_{\text{Max}} = N^2 A_0^2 \frac{(\sin u)^2}{u^2}$$



- Vị trí các cực tiểu (giao thoa) từ hình 31b, các cực tiểu giao thoa ứng với

$$N((= k2(, \quad \text{với } k (0, N, 2N \dots$$

Ứng với $\sin i - \sin i_0 = \bar{u}$

Khoảng cách giữa hai cực tiểu liên tiếp trên màn là \bar{G} (với i và i_0 nhỏ).

Với $k = N - 1$ và $k = N + 1$, ta có hai cực tiểu bên cạnh cực đại chính (ứng với $k - 1$ trong công thức 5.13). Vậy bề rộng của cực đại chính là :

$$\left[(N+1) \frac{\lambda}{Nd} - (N-1) \frac{\lambda}{Nd} \right] F = \frac{2\lambda F}{Nd}$$

- Vị trí các cực đại phụ

Từ hình (31c) ta có điều kiện cực đại phụ

$$N \Delta\varphi = (2k + 1)\pi$$

$$\text{Suy ra } \sin i - \sin i_0 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2Nd}$$

Khoảng cách góc giữa 2 cực đại phụ kế tiếp : $(/Nd$

Khoảng cách trên màn quan sát là $(X = F (/Nd$ (khi xét i, i_0 nhỏ) (5.15)

Khoảng cách này nhỏ so với khoảng cách trong (5.14) N lần

Cường độ các cực đại phụ :

$$\text{Vì } \frac{\sin N \cdot \frac{\Delta\varphi}{2}}{\sin \frac{\Delta\varphi}{2}} = \frac{\sin(2k+1) \frac{\pi}{2}}{\sin(2k+1) \frac{\pi}{2N}}$$

$$= \bar{G} \text{ (với } k \text{ không lớn lắm)}$$

Cường độ sáng : $I_{\text{max}} = N^2 A_0^2 \bar{G}$

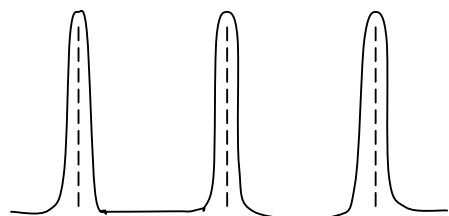
Với $k = 1$, tỉ số cuối cùng cỡ 4%.

Vậy cường độ sáng của các cực đại phụ nhỏ hơn cường độ sáng các cực đại chính nhiều lần.

- Ở trên ta đã khảo sát một cách tổng quát, bây giờ ta để ý đến trường hợp riêng của cách tử. Với quang cụ này, số khe trên một đơn vị chiều dài khá lớn nên bề rộng của mỗi khe rất nhỏ, và chu kỳ của cách tử rất nhỏ (cỡ $($). Hậu quả là trong công thức:

$$I_p = A_o^2 \left[\frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} (\sin i - \sin i_o) a}{\frac{\pi}{\lambda} (\sin i - \sin i_o) a} \right]^2 \left[\frac{\sin \frac{N \Delta \varphi}{2}}{\sin \frac{\Delta \varphi}{2}} \right]^2$$

Thừa số thứ 2 biến thiên không đáng kể khi góc nhiễu xạ i thay đổi. Do đó sự biến thiên của I_p trên thực tế là do sự biến thiên của thừa số thứ 3 :G. Thừa số này xuất hiện là do sự giao thoa giữa các chùm tia đi qua các khe của cách tử. Vậy chính hiện tượng giao thoa đóng vai trò quan trọng trong sự phân bố cường độ sáng trên màn ảnh. Các vân sáng ta thấy trên màn là vân do thừa số thứ 3, nghĩa là các vân giao thoa. Trên thực tế cường độ các cực đại phụ không đáng kể nên trong trường hợp này ta thường không để ý đến và thấy trên màn ảnh một hệ thống gồm các vân sáng hẹp, cách nhau bởi những khoảng tối khá rộng.



Phương của các vân sáng này như ta đã biết được xác định bởi công thức

$$\sin i - \sin i_o = k \lambda \frac{1}{d}$$

Ta thấy G chính là số khe n trên một đơn vị chiều dài của cách tử

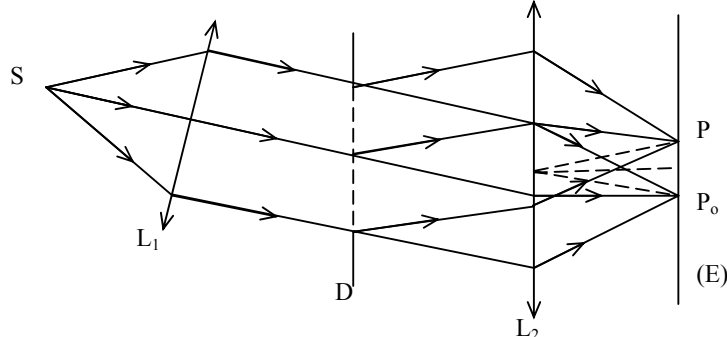
Vậy :

$$\sin i - \sin i_o = k \lambda n$$

(5.19)

Hình 32

Hình vẽ 30 được vẽ lại một cách tổng quát như hình 34.



H. 33

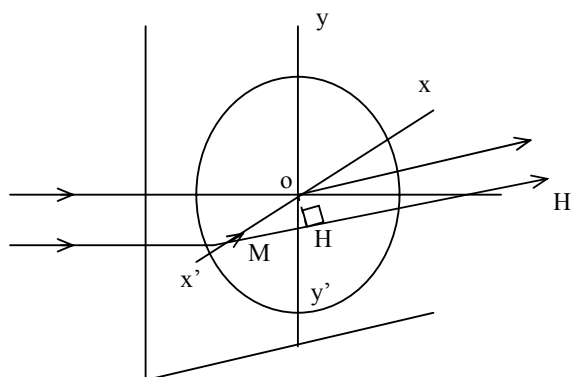
Lưu ý : Vì ta có điều kiện $-1 \leq \sin i \leq +1$

Nên số vân sáng giao thoa cho bởi cách tử bị giới hạn. Trong trường hợp tổng quát số vân sáng không đối xứng ở hai bên ảnh hình học.

5. Nhiễu xạ do một lỗ tròn.

a/ Cách bố trí dụng cụ thí nghiệm (H.35)

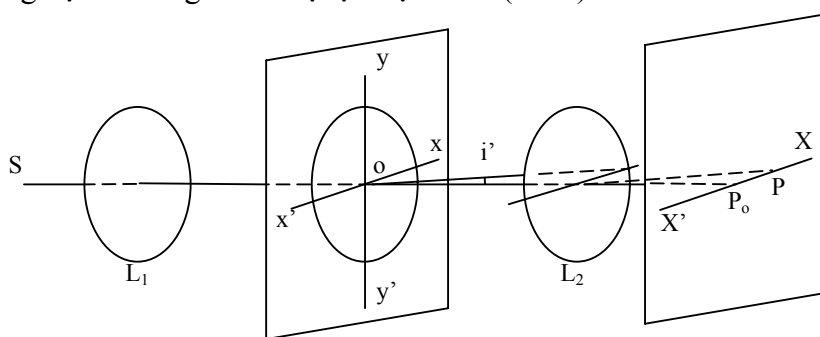
Thấu kính L_1 tạo từ nguồn điểm S một chùm tia sáng song song thẳng góc với mặt phẳng D của hồng tròn. Thấu kính L_2 đưa ảnh nhiễu xạ ở vô cực, gây ra bởi hồng tròn, về một màn ảnh E . P_o là ảnh hình học của S cho bởi hệ thống.



H. 34

Do sự đối xứng, ta được trên màn E các vân nhiễu xạ tròn cùng tâm Po.

b/ Cường độ ánh sáng nhiễu xạ tại một điểm.(H.34)



H. 35

Vì hiện tượng có tính đối xứng xung quanh Po, nên ta chỉ cần xét hiện tượng trên đường X'X.

Gọi M là một điểm nằm trên đường kính X'X của hồng tròn và có hoành độ là x.

Hiệu quang độ giữa hai tia nhiễu xạ đi qua O và qua M là:

(= MH = x sin i' = xi' (ta chỉ cần lưu ý tới trị số tuyệt đối của các góc nhiễu xạ i')). Hay hiệu số pha là :

$$\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = \frac{2\pi i' x}{\lambda} = \mu x \quad \text{với } \mu = \frac{2\pi}{\lambda} i'$$

Nếu chấn động tại Ro(t) có dạng $\cos(\omega t)$ thì chấn động tại P (ứng với góc nhiễu xạ i') gây ra bởi một diện tích d (vì cấp lấy gần điểm M (như hình vẽ))

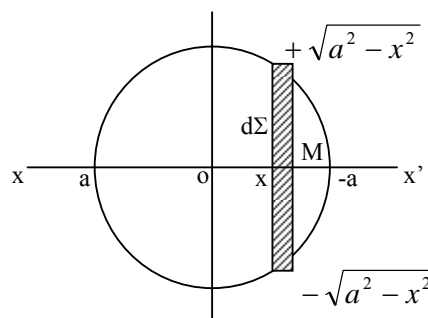
$$ds = d \cos(\omega t + \mu x) \quad \text{với}$$

$$d\Sigma = 2 \sqrt{a^2 - x^2} . dx$$

Chấn động tại P gây ra bởi toàn hồng tròn là :

$$S = \int ds = \int d\Sigma \cos(\omega t + \mu x)$$

$$= 2 \int_{-a}^{+a} \sqrt{a^2 - x^2} \cos(\omega t + \mu x) . dx$$



H. 36

$$= 2 \left[\int_{-a}^{+a} \sqrt{a^2 - x^2} \cos \mu x dx \right] \cdot \cos \omega t$$

$$= 4 \int_{-a}^{+a} \sqrt{a^2 - x^2} \cos \mu x dx \cdot \cos \omega t$$

Vậy biên độ chấn động tại P là (Chấn động tổng hợp đồng pha với chấn động đi qua tâm hồng).

$$A = 4 \int_{-a}^{+a} \sqrt{a^2 - x^2} \cos \mu x dx = 4a \int_{-a}^{+a} \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} \cos \mu x dx$$

Đặt \tilde{G} với \tilde{G}

$$A = 4a^2 \int_0^1 \sqrt{1 - u^2} \cos \mu u du$$

Trong biểu thức của A, tích phân tính được là :

$$\int_0^1 \sqrt{1 - u^2} \cos \mu u du = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{J_1(\mu)}{\mu}$$

Trong đó $J_1(\mu)$ là hàm số Bessel bậc 1

Vậy $A = \tilde{G}$ Đặt $a^2 = A_0$

$$A = A_0 \frac{2J_1(\mu)}{\mu} \quad (5.20)$$

Vậy cường độ sáng tại P là :

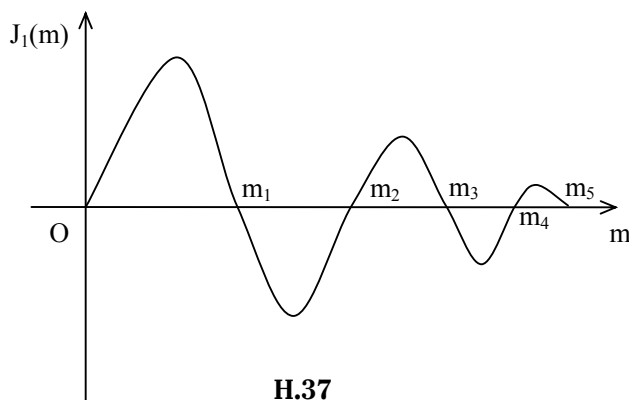
$$I = I_0 \left[\frac{2J_1(\mu)}{\mu} \right]^2 \quad (5.21)$$

c/ Tính chất của hàm $J_1(\mu)$:

- Đường biểu diễn của $J_1(\mu)$ theo μ :

Khi μ có trị số khá lớn, đường biểu diễn của $J_1(\mu)$ theo μ có thể coi là một đường hình sin tắt dần, có dạng :

$$J_1(\mu) = \sqrt{\frac{2}{\pi \mu}} \sin\left(\mu - \frac{\pi}{4}\right) \quad (5.22)$$



đoạn m_1, m_2 gần như không đổi khi m khá lớn

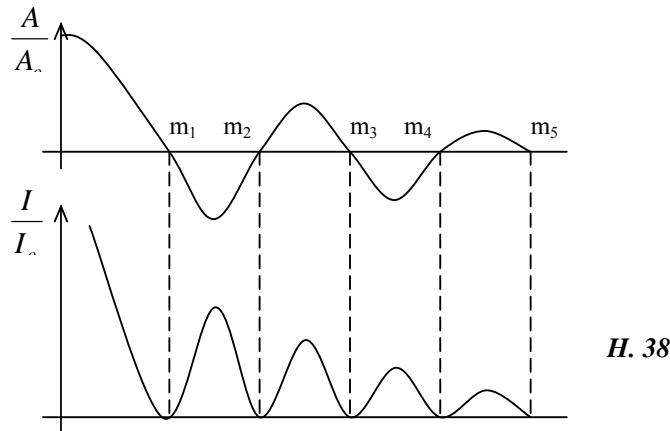
+ Khi $m \rightarrow 0$ thì $\frac{J_1(m)}{m} \rightarrow \frac{1}{2}$

Do đó \hat{c}

và \hat{c}

- Đường biểu diễn của \hat{G} và \hat{G} theo m

Đường biểu diễn của \hat{G} theo m cho biết sự biến thiên của cường độ sáng tương đối trên màn quan sát (m tỷ lệ với d). Ta thấy cường độ sáng giảm đi rất nhanh từ tâm Po ra ngoài.



d/ Xác định vị trí vân nhiễu xạ:

* Vân tối : ứng với $J_1(m) = 0$

hay $\sin\left(m - \frac{\pi}{4}\right) = 0$

$$m - \frac{\pi}{4} = k\pi$$

$$m = k\pi + \frac{\pi}{4} \quad (5.23)$$

	Trị số gần đúng (từ công thức gần đúng)	Trị số đúng (từ hàm Bessel)
Vân tối 1 :	$m_1 = \hat{G} = 3,927$	$m_1 = 3,832$
Vân tối 2 :	$m_2 = \hat{G} = 7,068$	$m_2 = 7,015$
Vân tối 3 :	$m_3 = \hat{G} = 10,210$	$m_3 = 10,173$

Càng xa tâm, các vân càng cách đều nhau

Đặc biệt, khi ta xét vân tối 1 :

Ta có : $m = (a = \hat{G}$

suy ra :

$$d = \frac{\lambda F}{2\pi a} m$$

Ứng với vân tối 1, ta có $m_1 = \bar{G}$

$$\text{Hay } d = \frac{5 \lambda F}{8 a} \quad (5.24)$$

Hay bán kính góc nhìn từ quang tâm thấu kính L2 là :

$$i'_1 = \frac{5 \lambda}{4 2a} \quad (5.25)$$

Với $2a =$ đường kính của hồng tròn

Các trị số đúng suy từ hàm số Bessel là :

$$i'_1 = 1,22 \frac{\lambda}{2a} \quad (5.26)$$

$$d_1 = 1,22 \frac{\lambda F}{2a} \quad (5.27)$$

* Vân sáng : ứng với \bar{G}

$$\text{hay } m - \frac{\pi}{4} = (2k + 1) \frac{\pi}{2}$$

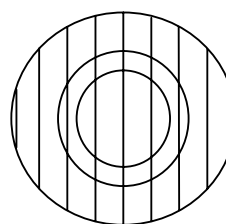
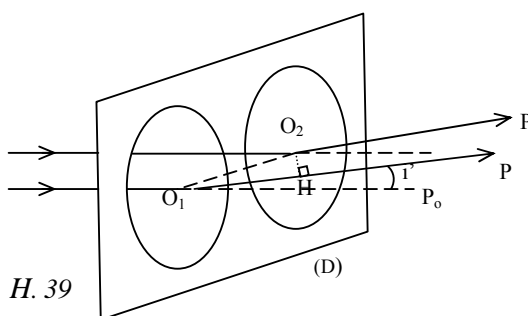
$$\text{Suy ra } m = k\pi + \frac{3\pi}{4} \quad (5.28)$$

	Trị số gần đúng (từ công thức gần đúng)	Trị số đúng (từ hàm Bessel)
Vân sáng 1 :	$m_1 = \bar{G} = 5,489$	$m_1 = 5,136$
Vân sáng 2 :	$m_2 = \bar{G} = 8,639$	$m_2 = 8,417$

Ta thấy trong trường hợp này, sự chênh lệch khá lớn nên không thể dùng công thức gần đúng để xác định vị trí vân sáng.

6. Nhiễu xạ do hai lỗ tròn.

Cách bố trí dụng cụ giống như hình 32 nhưng trên màn chắn sáng D có hai lỗ tròn giống hệt nhau, có các tâm là O₁ và O₂ cách nhau một đoạn ?.



Vị trí của vân nhiễu xạ không tùy thuộc vị trí của lỗ tròn trên màn D. Do đó các vân nhiễu xạ gây ra bởi hai lỗ tròn thì trùng nhau. Xét một điểm P trên màn E. Mỗi lỗ tròn gây ra tại P một chấn động sáng có biên độ là :

$$A = A_0 \frac{2J_1(m)}{m}$$

Và có pha bằng pha của chấn động đi qua tâm của lỗ tròn. Vậy hiệu số pha giữa hai chấn động đi qua hai lỗ tròn chính là hiệu số pha giữa hai tia đi qua hai tâm.

Hiệu quang lộ giữa hai tia đi qua hai tâm O_1, O_2 là

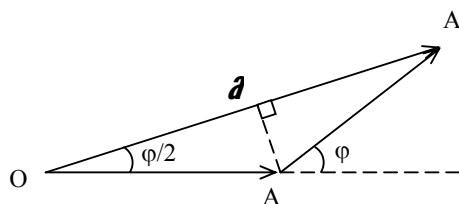
$$\delta = O_1H = \lambda \cdot \sin i' = \lambda \cdot i'$$

Hiệu số pha tương ứng

$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{2\pi i'}{\lambda} \ell$$

Biên độ chấn động tổng hợp

$$A = 2A \cos \frac{\varphi}{2}$$



H. 41

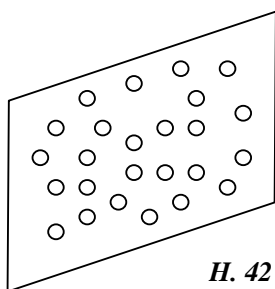
$$\text{Hay } A = 2A_0 \cdot \frac{2J_1(m)}{m} \cdot \cos \frac{\pi i'}{\lambda} \ell \quad (5.29)$$

Thừa số G là do hiện tượng nhiễu xạ bởi lỗ tròn. Thừa số thứ hai G là do sự giao thoa giữa hai chùm tia đi qua hai lỗ tròn này. Trên màn E , trong các vân nhiễu xạ tròn, ta thấy những vân giao thoa thẳng (h.38).

Nếu chùm tia tới không thẳng góc với mặt phẳng D mà có góc tới là i , công thức (5.29) trở thành :

$$A = 2A_0 \frac{2J_1(m)}{m} \cdot \cos \frac{\pi(i' - i)\ell}{\lambda} \quad (5.30)$$

7. Nhiễu xạ do n lỗ tròn giống nhau phân bố bất kỳ.



H. 42

Tại một điểm P trên màn E , mỗi lỗ tròn tạo một chấn động là:

$$s = A \cos(\omega t - \varphi)$$

Chấn động tổng hợp tại P

$$S = \sum s = \sum A \cos(\omega t - \varphi)$$

$$S = A \cos \omega t \cdot (\sum \cos \varphi) + A \sin \omega t \cdot (\sum \sin \varphi)$$

Cường độ tổng hợp tại P :

$$J = A^2 \left[(\sum \cos \varphi)^2 + (\sum \sin \varphi)^2 \right]$$

$$= A^2 \left[\sum_{i=1}^n (\cos^2 \varphi_i + \sin^2 \varphi_i) + 2 \sum_{i,j=1}^n \cos(\varphi_i - \varphi_j) \right]$$

Trong đó G

Ngoài ra vì các lỗ tròn phân bố bất kỳ trên màn D nên nếu n khá lớn thì $\sum \cos(\varphi_i - \varphi_j) = 0$

$$\text{Vậy } J = nA^2 = nI \quad (5.31)$$

Cường độ nhiễu xạ gây ra bởi một số lỗ khá lớn, giống nhau, phân bố bất kỳ, thì bằng tổng số các cường độ nhiễu xạ gây ra bởi các lỗ này.

SS.6. NĂNG SUẤT PHÂN CÁCH CỦA CÁC DỤNG CỤ QUANG HỌC.

1. Tiêu chuẩn Rayleigh.

Khi ta dùng một quang cụ để quan sát một điểm, chùm tia sáng đi qua quang cụ bị giới hạn bởi gọng của vật kính, nghĩa là bị nhiễu xạ bởi một hồng tròn. Do đó, ảnh P_o , thực ra là một vật sáng tròn, xung quanh có các vân nhiễu xạ. Cường độ các vân này rất nhỏ so với cường độ của vân sáng ở giữa. Vì vậy ta thấy hình như chỉ có một vật sáng này mà thôi.

Năng suất phân cách của một quang cụ diễn tả khả năng của quang cụ đó có thể phân biệt được ảnh của hai điểm gần nhau. Sự phân biệt này luôn luôn có thể thực hiện được (khi ta dùng một thị kính có độ phóng đại thích hợp hoặc dùng một kính ảnh thích hợp) nếu hai vật sáng nhiễu xạ này bị phân cách bởi một khoảng tối có độ sáng yếu hơn ở một trị số tối thiểu nào đó. Người ta đo năng suất phân cách của một quang cụ bằng năng suất phân cách của vật kính. Chúng ta thừa nhận tiêu chuẩn sau đây, gọi là tiêu chuẩn Rayleigh :

- Hai vật sáng nhiễu xạ được phân biệt bởi mắt khi cực đại ở tâm của ảnh nhiễu xạ này trùng với cực tiểu thứ nhất của ảnh nhiễu xạ kia.

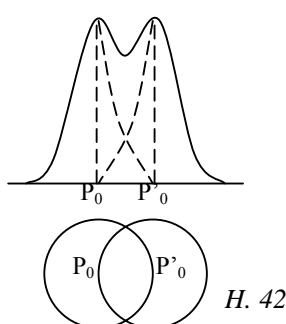
Giả sử ta quan sát hai điểm A và A'. P_o hình học, nghĩa là các tâm của các ảnh nhiễu xạ được hai ảnh nhiễu xạ này khi

$$P_o P'_o \geq d_o$$

do là bán kính của mỗi ảnh nhiễu xạ

$$d_o = 1,22 \frac{\lambda F}{2a}$$

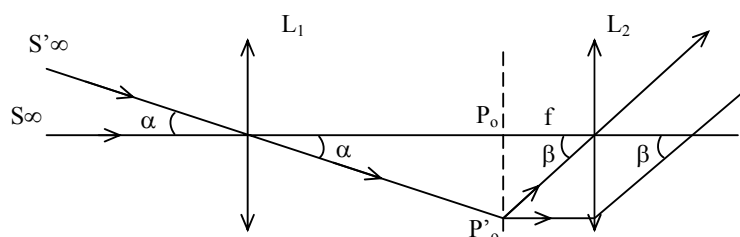
trong đó $2a$ là đường kính của vật kính.



và P'_o là hai ảnh xạ. Mắt phân biệt

H. 42

2. Năng suất phân cách của kính thiên văn.



H. 43

Giả sử ta dùng kính thiên văn để ngắm hai ngôi sao S và S' (ở vô cực) sáng bằng nhau. Như vậy ta sẽ được hai ảnh nhiễu xạ sáng như nhau, có tâm là P_o và P'_o ở trên mặt phẳng tiêu của vật kính và có bán kính là :

$$d_o = 1,22 \frac{\lambda F}{2a} \quad (6.1)$$

Hai ảnh nhiễu xạ chỉ có thể được phân biệt nếu ta có $P_o P'_o \gg d_o$ ứng với góc

$$\alpha = 1,22 \frac{\lambda}{2a} \quad (6.2)$$

$2a$ = đường kính khẩu độ của vật kính của kính thiên văn.

Góc α (được gọi là năng suất phân cách của kính thiên văn đối với bước sóng λ).

Với bước sóng nhạy nhất đối với mắt, $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$, và với một kính thiên văn có vật kính có đường kính 2,5 mét, năng suất phân cách là $G = 2,68 \times 10^{-7} \text{ rad}$. Mắt người ta không thể phân biệt được hai điểm có thị giác nhỏ như vậy. Vì thế ta phải phóng đại góc α lên bằng một thị kính ở vị trí vô tiêu. Nếu G là số bội giác của kính thiên văn.

Ta có :

$$\beta = G \cdot \alpha = \frac{F}{f} \alpha$$

Ta cần điều kiện $\alpha \geq 3 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$ (nhuệ độ của mắt)

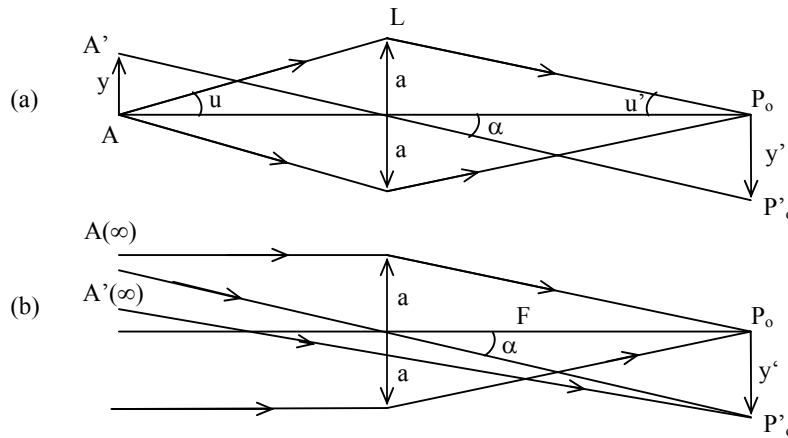
$$\text{Hay } \frac{F}{f} \cdot 1,22 \frac{\lambda}{2a} \geq 3 \cdot 10^{-4} \text{ rad} \quad (6.3)$$

3. Năng suất phân cách của kính hiển vi.

Các công thức trong trường hợp nhiễu xạ Fraunhofer đều được thành lập với chùm tia tới hồng là các chùm tia song song, nghĩa là coi như vật sáng ở vô cực.

Trong trường hợp kính hiển vi thì ngược lại, vật sáng ở rất gần vật kính.

Tuy nhiên nếu ta thay vật kính L bằng một thấu kính L' có cùng đường kính, có tiêu cự $f = OP_0$ và kéo vật AA' ra xa vô cực thì hệ thống vẫn nhiễu xạ trong hai trường hợp như nhau. Như vậy ta vẫn có thể áp dụng tiêu chuẩn Rayleigh cho kính hiển vi.



H. 45

Năng suất phân cách của vật kính L là khoảng cách y giữa A và A' để ta được hai ảnh phân biệt P_0 và P'_0 .

$$y' = P_0 P'_0 \geq 1,22 \frac{\lambda F}{2a}$$

Gọi n và n' là chiết suất của môi trường tới và môi trường ló (ra khỏi mặt kính).

Trị số nhỏ nhất của y' là : $y' = G = 0,61 G$ (vì $a = Fu'$, góc u' nhỏ)

Nếu môi trường ló là không khí $n' = 1$, ta có theo điều kiện Abbe về sự chính thị : $n \sin u = n' \sin u' \approx y' u'$

$$\text{Vậy: } y = y' u' / n \sin u = 0,61 \lambda / n \sin u \quad (6.3)$$

y càng nhỏ, khả năng phân cách của kính hiển vi càng lớn. Vì vậy người ta thường tăng n bằng cách dùng kính hiển vi có vật kính nhúng chìm trong dầu Cèdre.

SS.7. QUANG PHỔ CÁCH TỬ.

1. Nguyên tắc .

Trong một máy quang phổ cách tử, bộ phận tán sắc là một cách tử thay cho một lăng kính.

Ta có : $\sin i - \sin i_0 = k \lambda n$

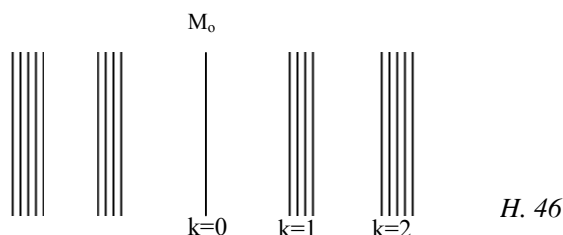
hay $\sin i = \sin i_0 + k \lambda n$

Vậy góc nhiễu xạ i thay đổi theo bước sóng λ . Do đó nếu ta chiếu tới cách tử một chùm ánh sáng trắng, thì hiện tượng tán sắc xảy ra (vì góc i thay đổi theo λ).

Tại M_0 , ứng với $k = 0$, mọi đơn sắc chồng lên nhau, do đó ta có màu trắng.

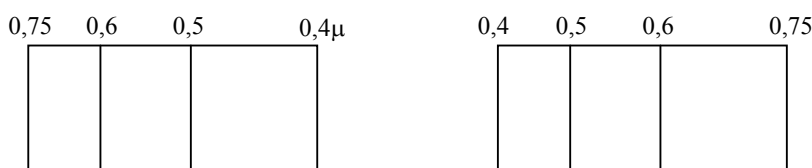
Giả sử $i_0 = 0 \rightarrow \sin i = k \lambda n$

Cho $k = 1$, ta được hai quang phổ đối xứng qua vân giữa. Ở mỗi quang phổ, tia tím lệch ít nhất, tia đỏ lệch nhiều nhất.



Nhận xét :

- Với cách tử, ta được nhiều quang phổ (bậc 1, bậc 2, ...)
- Bậc quang phổ càng lớn, quang phổ càng rộng, độ tán sắc càng lớn
- Trái với trường hợp lăng kính, trong sự tán sắc do cách tử, độ dài sóng càng lớn, bức xạ lệch càng nhiều.
- Cách tử tán sắc đều hơn lăng kính, các màu tương đối phân bố đều theo (.



Quang phổ lăng kính

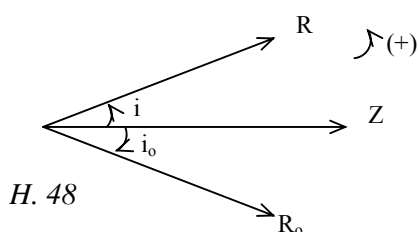
Quang phổ cách tử

2. Đo độ dài sóng bằng cách tử.

Áp dụng công thức $\sin i = \sin i_0 + k \lambda n$

$$\lambda = \frac{\sin i - \sin i_0}{kn} \quad (7.1)$$

Thay đổi góc i_0 để có độ lệch D cực tiểu, khi đó



Ta có độ lệch $D = i - i_0$

$$\text{Hay } \frac{dD}{di_0} = \frac{di}{di_0} - 1 = 0 \quad \frac{di}{di_0} = 1$$

Mà ta có $\sin i - \sin i_0 = k \lambda$

$$\Rightarrow \cos i \cdot di - \cos i_0 \cdot di_0 = 0$$

$$\text{hay } \frac{di}{di_0} = \frac{\cos i_0}{\cos i}$$

Vậy ở độ lệch cực tiểu, ta có : $\cos i_0 = \cos i$

$$\Rightarrow i = i_0 \text{ hay } i = -i_0$$

Ta phải có $i = i_0$, do đó $i = -i_0$

$$\text{Vậy } \sin i - \sin i_0 = 2 \sin i$$

Ngoài ra độ lệch cực tiểu là $D_m = i - i_0 = 2i$

$$\Rightarrow i = \frac{D_m}{2}$$

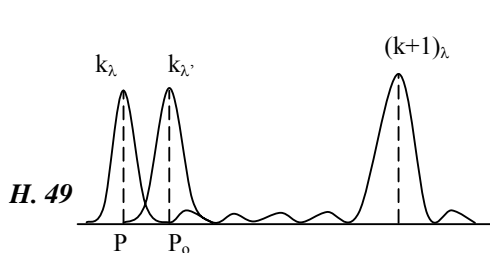
$$\text{Vậy } \sin i - \sin i_0 = 2 \sin i = 2 \sin \frac{D_m}{2}$$

$$\lambda = \frac{2 \sin \frac{D_m}{2}}{kn}$$

3. Năng suất phân giải của một cách tử.

Chiếu xuống cách tử một ánh sáng gồm hai bức xạ có độ dài sóng.

$$\lambda \text{ và } \lambda' = \lambda + \Delta \lambda$$



Ta được hai hệ thống vân lệch nhau một chút.

Ta phân biệt được hai hệ thống nếu cực đại thứ k của λ' trùng với vị trí của cực tiểu đầu tiên cạnh cực đại thứ k của λ .

Xét công thức hiệu quang lộ giữa hai tia đi qua điểm giữa của hai khe liên tiếp.

$$\delta = \lambda (\sin i - \sin i_0)$$

Với λ' , ứng với P' , hiệu lộ là :

$$(P' = k \lambda' \text{ (cực đại)}) = k (\lambda + \Delta \lambda)$$

Với λ , ứng với điểm P , ta có một cực đại.

$$\text{Vậy } (P = k \lambda$$

Tại P' , ta có cực tiểu đầu tiên của λ' cạnh P

$$\text{Nên : } (P' = k \lambda' + \frac{\lambda'}{2})$$

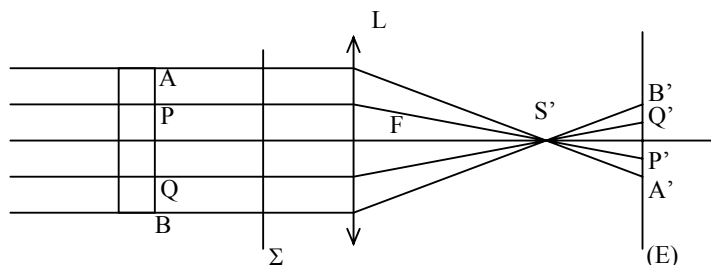
$$\text{Suy ra : } k (\lambda + \Delta \lambda) = k \lambda + \frac{\lambda}{2}$$

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = kN \quad (7.3)$$

$\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ được định nghĩa là năng suất giải của cách tử

$\Delta\lambda$ được gọi là năng suất phân cách.

SS.8. TƯƠNG PHẢN PHA.



H. 8.1

Chiếu sáng thẳng góc một bản mỏng mặt song song, trong suốt, đồng chất AB bằng một chùm tia sáng song song phát xuất từ một nguồn điểm S ở vô cực. Như vậy ánh sáng tới AB là ánh sáng điều hợp, chùm tia song song này đi qua thấu kính L, hội tụ tại S'. Ảnh của AB cho bởi thấu kính là A'B'.

Chấn động sáng tại mọi điểm trên mặt AB đều đồng pha, giả sử có phương trình :

$$s_0 = a \sin \omega t$$

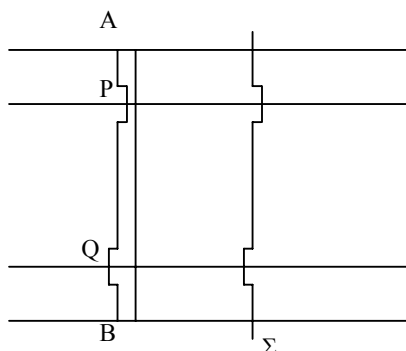
Trong điều kiện có ảnh rõ của Gauss, ta có thể coi mặt phẳng A'B' là một mặt sóng. Gọi L là quang lộ giữa hai mặt liên hợp AB và A'B'. Chấn động sáng tại mặt A'B' chậm pha hơn chấn động tại mặt AB là :

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

Vậy phương trình chấn động tại các điểm trên A'B' là

$$s'_0 = a \sin (\omega t - \phi)$$

- Nếu bề dày của bản AB không đều, hoặc bản không đồng nhất (chiết suất không đồng nhất tại mọi điểm) thì các chấn động sáng ở các điểm trên mặt AB không còn đồng pha nữa.



H. 8.2

Giả sử tại P có một chỗ lõm, và Q là một chỗ lồi, làm bề dày của bản kính thay đổi là δ . Mặt sóng ứng với chùm tia ló là ra khỏi AB có dạng như hình vẽ (h 8.2). Chấn động tại P' (hay Q') có pha thay đổi là :

$$\phi = \pm \frac{2\pi\delta}{\lambda} \quad \text{vôùi } \delta = (n - 1)\Delta c$$

Vậy phương trình chấn động sáng tại P' (hay Q') là

$$S' = a \sin (\omega t - \phi - \varphi)$$

- ($\varphi < 0$ ứng với P')
- ($\varphi < 0$ ứng với Q')

Như vậy nếu bề dày của bản AB không đều hoặc chiết suất của bản không đồng nhất tại mọi điểm thì chấn động sáng tại các điểm trên ảnh A'B' không đồng pha với nhau. Dĩ nhiên mắt ta không thể nhận thấy được sự khác nhau về pha này và vẫn thấy ảnh A'B' sáng đều.

Ta có thể viết :

$$s' = a \cos \varphi . \sin (\omega t - \phi) - a \sin \varphi . \cos (\omega t - \phi)$$

Giả sử các sự biến thiên về bề dày hoặc chiết suất của bản là rất nhỏ, ta có thể lấy $\cos \varphi \approx 1$, $\sin \varphi \approx \varphi$.

Do đó :

$$S' = a \sin (\omega t - \phi) - a \varphi . \cos (\omega t - \phi)$$

$$S' = a \sin (\omega t - \phi) - a \varphi . \sin (\omega t - \phi + \frac{\pi}{2})$$

Ta thấy chấn động sáng tại một điểm trên A'B' được coi là tổng hợp của hai sóng :

- Một sóng chính (hay sóng nền) có biên độ như nhau tại mọi điểm trên A'B'.

$$S'_0 = a \sin (\omega t - \phi)$$

- Một sóng phụ có biên độ thay đổi theo vị trí trên ảnh A'B' do các sự không đồng chất nói trên của các điểm trên vật AB :

$$S'_1 = -a \varphi . \sin (\omega t - \phi + \frac{\pi}{2})$$

Sóng phụ này có pha vuông góc với sóng chính :

Ta nhận xét :

* Ứng với điểm lõm : $\varphi < 0$: $S'_1 = a|\varphi| \sin (\omega t - \phi + \pi/2)$ sóng phụ nhanh pha vuông góc với sóng nền.

* Ứng với điểm lồi : $\varphi > 0$

$$S'_1 = -a \varphi . \sin (\omega t - \phi + \frac{\pi}{2})$$

$$S'_1 = a \varphi . \sin (\omega t - \phi - \frac{\pi}{2})$$

Sóng phụ chậm pha vuông góc với sóng nền.

- Bây giờ ta để ý hiện tượng trên mặt tiêu của thấu kính L.

Sóng chính khi đi qua thấu kính L, bị nhiễu xạ bởi vành ngoài của thấu kính. Ảnh S' chính là vệt sáng giữa của ảnh nhiễu xạ gây ra bởi vành ngoài thấu kính. Bán kính của vệt sáng này là:

$$R = 1,22 \frac{\lambda F}{D}$$

F = tiêu cự của thấu kính L .

D = đường kính

Ta có thể giải thích : sóng phụ G sinh ra do sự nhiễu xạ bởi các điểm bất thường trên vật AB (điểm P hoặc điểm Q). Vệt sáng giữa của ảnh nhiễu xạ gây ra bởi các điểm này có bán kính là :

$$r = 1,22 \frac{\lambda F}{d}$$

d là đường kính của chỗ lồi, lõm.

Dĩ nhiên r khá lớn so với R . Như vậy ta có thể loại bỏ một trong hai sóng trên một cách dễ dàng. Thí dụ : Muốn loại bỏ sóng chính trên màn (E), ta chỉ việc đặt tại S' một màn ngăn sáng có diện tích bằng diện tích của vệt sáng S' .

II. QUAN SÁT MỘT VẬT BẰNG HIỆN TƯỢNG TƯƠNG PHẢN PHA.

Trong phần trên ta đã thấy, với một vật có các điểm bất thường như bản AB , thì các sóng tới các điểm trên ảnh $A'B'$ không đồng pha với nhau mà có sự tương phản pha nào đó. Nếu ta có thể nhận ra được sự biến đổi về pha này trên ảnh $A'B'$ thì ta có thể xác định được các điểm bất thường trên vật AB . Muốn vậy ta phải biến đổi sự tương phản về pha giữa các điểm trên ảnh $A'B'$ thành sự tương phản về cường độ sáng. Sau đây là phương pháp của Zernike.

Ta chắn vệt sáng nhiễu xạ S' của sóng chính bằng một bản L có diện tích bằng diện tích của vệt sáng S' , bản L được gọi là bản pha, có bề dài quang học là $(2k + 1) \lambda/4$. Như vậy bản pha làm cho pha của sóng chính biến đổi đi là G . Giả sử ta lấy trường hợp $\frac{\pi}{2}$ (tổng phản pha dương) và giả sử bản pha trong suốt, sóng chính sau khi đi qua bản pha trở thành

$$S'_0 = a \cdot \sin \left(\omega t - \phi + \frac{\pi}{2} \right)$$

Sóng tổng hợp là :

$$S' = a (1 - \phi) \cdot \sin \left(\omega t - \phi + G \right) \text{ với biên độ là } a (1 - \phi).$$

Cường độ nền là $I_0 = a^2$ (ứng với $\phi = 0$)

Cường độ sáng tại một điểm bất kỳ là:

$$I = a^2 (1 - \phi)^2 \approx a^2 (1 - 2\phi)$$

(có thể dương hay âm.

Độ tương phản tại điểm khảo sát được định nghĩa là :

$$\chi = \frac{I - I_0}{I} = -2\phi$$

Tại điểm P' , ứng với điểm lõm P , ta có ($\phi < 0$, $I > I_0$).

Tại điểm Q , ứng với điểm lồi Q , ta có ($\phi > 0$, $I < I_0$).

Nếu ta dùng bản pha để làm pha của sóng chính thay đổi G (tương phản pha âm) thì các kết quả trên ngược lại.

Như vậy bằng phương pháp này, quan sát ảnh $A'B'$, ta phân biệt được các điểm sáng hơn, tối hơn, từ đó tìm ra các điểm bất thường (như P hoặc Q) trên bản AB .

Để sự quan sát dễ hơn, thay vì bản pha trong suốt ta có thể dùng bản pha có tính hấp thụ một phần đối với bước sóng λ . Cường độ của sóng chính sau khi đi qua bản pha, không còn là I_0 nữa mà giảm đi, giả sử là :

$$I_o' = \frac{I_o}{N} = \frac{a^2}{N}$$

Hay biên độ là $a' = \frac{a}{\sqrt{N}}$

Được gọi là độ truyền suốt của bản pha đối với bước sóng λ

Sóng tổng hợp trong trường hợp tương phản pha dương là :

$$S' = a \left(-\phi + \frac{1}{\sqrt{N}} \right) \cdot \sin \left(\omega t - \phi + \frac{\pi}{2} \right)$$

Cường độ : I_G

Độ tương phản tại điểm quan sát :

$$\chi = 2\phi\sqrt{N}$$

Như vậy ta thấy trong trường hợp này, mặc dù cường độ nền giảm đi nhưng độ tương phản tăng lên. Thí dụ với $N = 100$, độ tương phản tăng lên 10 lần.. Do đó, ta dễ nhận ra các chỗ lồi, chỗ lõm trên vật AB hơn.

SS.9. PHÉP TOÀN KÝ.

1. Lịch sử.

Sau khi Laser được phát minh, một ngành mới của quang học phát triển khá mạnh. Đó là phép toàn ký hay phương pháp chụp ảnh nổi (ảnh trong không gian ba chiều).

Phép toàn ký thật ra được phát minh từ năm 1948 bởi nhà vật lý Gabor (giải Nobel vật lý năm 1957).

Phép chụp ảnh này gồm hai giai đoạn :

- Giai đoạn ghi: cho ánh sáng điều hợp nhiễu xạ bởi vật (mà ta muốn chụp) giao thoa với ánh sáng điều hợp (R, gọi là sóng nền hay sóng qui chiếu. Đem rửa kính ảnh ta được một toàn đồ, trên đó đã ghi lại các thông tin cần thiết để có thể tạo lại ảnh nổi của vật.

- Giai đoạn tạo lại hình : Đem rọi toàn đồ bằng một chùm tia song song, đơn sắc. Các chi tiết trên toàn đồ làm chùm tia sáng đi qua bị nhiễu xạ. Hiện tượng nhiễu xạ này sẽ tạo lại ảnh nổi của vật mà ta đã chụp.

Gabor đã thực hiện các thí nghiệm đầu tiên nhưng ảnh không được rõ vì được hai ảnh lẫn lên nhau, đồng thời trong giai đoạn đó, chưa có được các nguồn sáng thật đơn sắc.

Phải chờ sau khi nguồn sáng laser được phát minh thì phương pháp của Gabor mới được cải thiện và phép toàn ký mới được phát triển. Năm 1963, hai nhà vật lý Leith và Upatnieks của Đại học Michigan đã dùng ánh sáng Laser He - Ne và chụp được ảnh nổi rõ ràng bằng phép toàn ký.

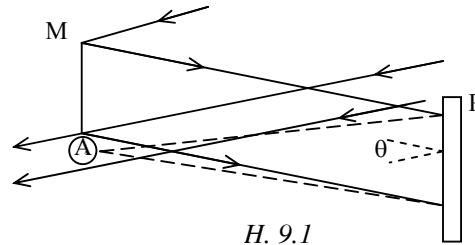
Ngày nay toàn ký là một ngành quang học rất có triển vọng và có nhiều ứng dụng trong các ngành như giao thoa kế học, khí tượng học, địa vật lý học, hiển vi kính học

2. Phương pháp LEITH - UPATNIEKS.

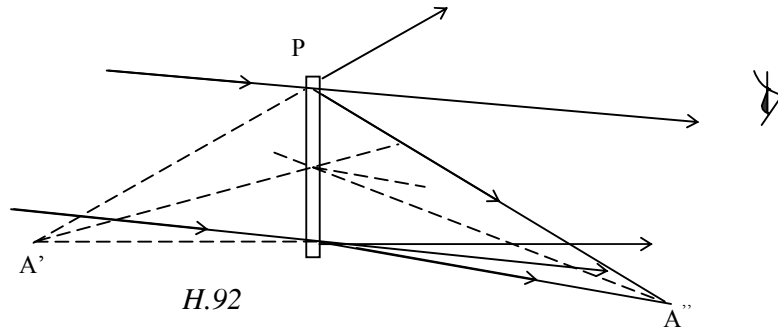
Leith và Upatnieks dùng một chùm ánh sáng laser He - Ne song song, tới gương M và vật A. Trên kính ảnh P, ta có sự giao thoa giữa sóng phẳng phản xạ từ gương M tới kính ảnh và sóng nhiễu xạ bởi vật A. Sau khi đem rửa kính ảnh, ta được một toàn đồ.

Đem rọi toàn đồ bằng chùm tia đơn sắc song song, với cùng một góc tới như khi ghi (vẫn dùng ánh sáng laser He - Ne). Ta sẽ được hai ảnh : ảnh ảo A' và ảnh thực A'' như hình

vẽ dưới. A' và A'' là các gian ba chiều. Một toàn đồ được gọi là toàn đồ Fresnel.



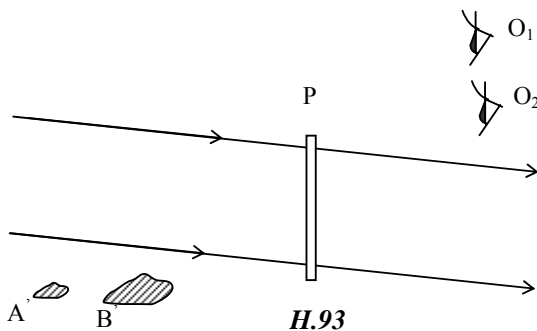
ảnh nổi trong không thành lập như trên



3. Vài tính chất đặc biệt.

1/ Trong cách chụp ảnh thường, ta chỉ ghi được trên ảnh cường độ sáng trái lại trong phép toàn ký người ta không ghi lại được cường độ mà còn ghi lại được cả pha của sóng tới kính ảnh. Nhìn qua toàn đồ p ta sẽ thấy một ảnh ảo. Đó là một ảnh nổi trong không gian ba chiều giống như vật thực sự có trước mắt ta vậy.

2/ Nếu dùng phép toàn ký để chụp một cảnh có nhiều vật, thí dụ hai vật A1B, thì khi tạo lại hình, cảnh quan sát được sẽ thay đổi tùy theo vị trí của mắt. Thí dụ nếu mắt ở vị trí O_1 , ta có thể nhìn thấy được ảnh toàn phần A' và B' của A và B. Nhưng nếu đặt mắt ở O_2 thì có thể không nhìn thấy ảnh A hoặc chỉ nhìn thấy một phần vì bị B' che khuất.

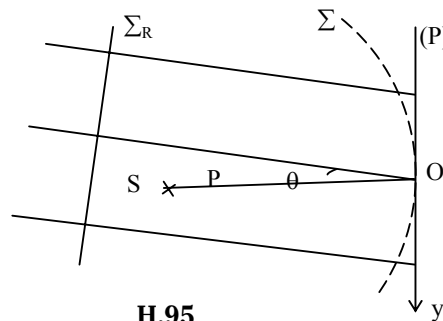
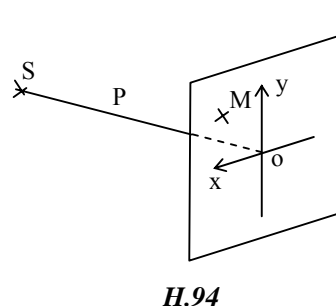


3/ Trong phép chụp ảnh thường, ta có sự tương ứng một điểm với một điểm giữa ảnh và vật. Trong phép toàn ký ta có sự tương ứng một điểm của vật với

mọi điểm trên toàn đồ. Do đó, nếu ta chỉ còn lại một mảnh của toàn đồ, ta vẫn thấy ảnh toàn thể của vật.

4. Lý thuyết về sự tạo hình trong phép toàn ký.

a/ Giai đoạn ghi :



Chiếu tới kính ảnh P một chùm tia sáng song song, đơn sắc. Đó là sóng điều hợp Σ_R , đóng vai trò của sóng qui chiếu hay sóng nền. Giả sử vật là điểm S. Như vậy kính ảnh P còn nhận được một sóng cầu nhiễu xạ (phát ra từ S. Trên kính ảnh P, ta có sự giao thoa giữa hai sóng (và (R.

Xét sóng qui chiếu (R, nếu sóng tới điểm O có dạng $a \exp(jkx)$ thì tại điểm M, biên độ tập là $a(x, y) = a \exp(-jk(y))$ với $k = 2\pi/\lambda$ (góc (nhỏ).

Biên độ tập của sóng cầu (tại M là $F(x, y)$ có dạng :

$$F(x, y) = F_0 \exp(-jkd) \quad \text{với } d = \sqrt{z^2 + r^2}$$

Vậy biên độ tổng hợp tại M là :

$$a(x, y) + F(x, y) \quad (9.1)$$

Cường độ tại M :

$$I = (a + F)(a^* + F^*) = |a|^2 + |F|^2 + a^* F + a F^* \quad (9.2)$$

Nếu thời gian ghi hình là T, năng lượng nhận bởi kính ảnh P là:

$$W = I \cdot T = T(|a|^2 + |F|^2 + a^* F + a F^*) \quad (9.3)$$

Đem rửa kính ảnh, ta được một âm bản. Đó là toàn đồ, trên đó ta đã ghi lại các dữ kiện để có thể tạo lại ảnh nổi của S.

b/ Giai đoạn tạo lại ảnh :

Rọi vào toàn đồ một chùm tia đơn sắc, song song, điều hợp. Sóng này ta gọi là sóng tạo ảnh (R. Nếu I_0 là cường độ tới và I là cường độ truyền qua âm bản, hệ số truyền suốt của âm bản là:

$$T = \frac{I}{I_0} \quad (9.4)$$

Hệ số truyền suốt biên độ là $t = \sqrt{T}$, đó là một hàm theo năng lượng W mà kính ảnh nhận được trong thời gian ghi ảnh. Sự biến thiên của t theo W như hình vẽ (9.6), trên đó có một đoạn thẳng AB, ứng với đoạn này, biên độ truyền qua âm bản tỷ lệ với W. Muốn vậy các trị số của W không được xa trị số trung bình W_0 nhiều, cũng có nghĩa là những vân giao thoa trên kính ảnh không tương phản quá, hay là biên độ của các sóng (và (R phải khác nhau.

Trong điều kiện trên, ta có :

$$t = t_0 - \beta(W - W_0)$$

Ta có thể lấy $W_0 = T_0$

$$\text{Vậy : } t = t_0 - \beta(W - T_0)$$

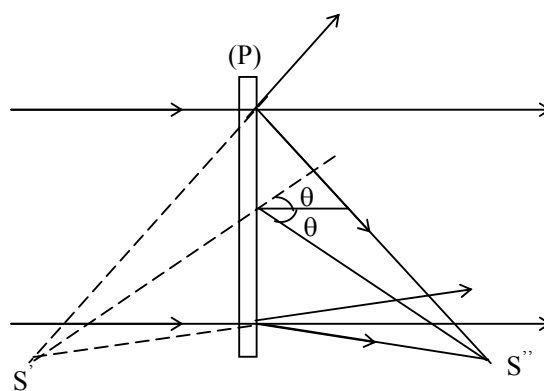
$$\text{Hay : } t = t_0 - \beta \left[|F|^2 + a^* F + a F^* \right] \quad (9.6)$$

$$\text{Với } t_0 = \sqrt{T_0}$$

Nếu biên độ tại một điểm (x, y) trên kính ảnh gây ra bởi sóng tạo ảnh (R là $b(x, y)$ thì biên độ truyền qua toàn đồ là:

$$bt = t_0 b - b\beta \left[|F|^2 + a^* F + a F^* \right]$$

Giả sử sóng tạo ảnh (R là một sóng phẳng song song với mặt phẳng P. Khi đó b là một hằng số:



H.97

Hệ thức trên viết lại là :

$$bt = t_0b - b\beta' \left[|F|^2 - b\beta' a_o * Fe^{jk\theta_y} - b\beta' a_o F * e^{-jk\theta_y} \right]$$

Số hạng bto là hằng số. Số hạng thứ hai : b'(F(2 gần như không đổi vì (F(2 biến thiên không đáng kể. Như vậy, các số hạng này biểu diễn sóng phẳng truyền thẳng qua p.

Số hạng thứ 3 :G

chứa thừa số $F(x, y) = e^{-jkd}$, vậy biểu diễn sóng cầu phân kỳ phát xuất từ S' . Thừa số $e^{jk(y}$ chỉ rằng S' nằm trên phương hợp với pháp tuyến của toàn đồ P một góc là (.

Số hạng thứ 4:Gchứa thừa số $F^*(x, y) = Foe^{+jkd}$ biểu diễn sóng cầu hội tụ tại S'' . Aênh này nằm trên phương hợp với pháp tuyến của toàn đồ một góc ((hình vẽ 9.7).

S' được gọi là ảnh thường, S'' được gọi là ảnh liên hợp

c/ Trường hợp vật có kích thước:

Ta coi là vật gồm vô số lớn nguồn điểm và lý luận lại như trên. Biên độ chấn động tổng hợp tại M bây giờ là :

$$a(x, y) + \sum F$$

Và ta có :

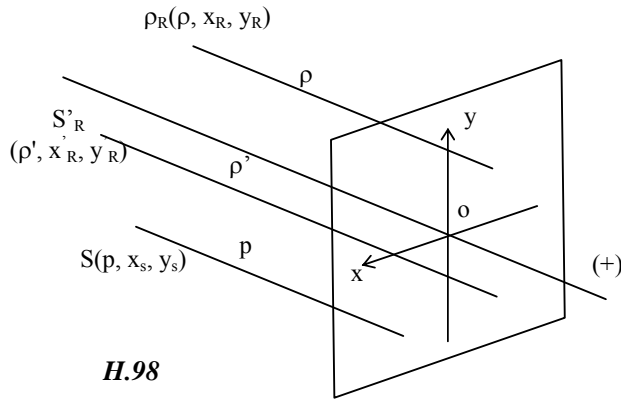
$$t = t_0 - \beta' (\sum F \cdot \sum F^* + a^* \cdot \sum F + a \cdot \sum F^*) \quad (9.10)$$

Và khi tạo ảnh bằng một sóng phẳng song song với P, ta được:

$$bt = t_0b - b\beta' \sum F \cdot \sum F^* - b\beta' a_o^* e^{jk\theta_y} \cdot \sum F - b\beta' a_o e^{-jk\theta_y} \sum F^* \quad (9.11)$$

Số hạng thứ 3 ứng với ảnh ảo của vật (gồm ảnh ảo của tất cả các điểm của vật). Số hạng thứ tư ứng với ảnh thật (ảnh liên hợp) của vật. Các ảnh này là các ảnh nổi trong không gian 3 chiều.

5. Xác định vị trí của ảnh.



Giả sử sóng qui chiếu (R có bước sóng λ) phát ra từ một nguồn điểm SR có tọa độ $((x_r, y_r))$.

Điểm vật gây ra sóng nhiễu xạ là S có tọa độ $((x_s, y_s))$.

Biên độ gây ra tại một điểm M (x, y) trên kính ảnh có dạng:

$$F = f_o e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{p^2 + (x-x_s)^2 + (y-y_s)^2}} \quad (9.12)$$

Trong các điều kiện của thí nghiệm, ta có thể dùng công thức gần đúng :

$$\sqrt{p^2 + (x-x_s)^2 + (y-y_s)^2} \approx |p| \left(1 + \frac{1}{2} \frac{(x-x_s)^2}{p^2} + \frac{1}{2} \frac{(y-y_s)^2}{p^2} \right)$$

Hệ thức (9.12) viết lại là :

$$F = f_o e^{-j \frac{2\pi |p|}{\lambda}} e^{-j \frac{\pi}{\lambda p} [(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2]} \quad (9.13)$$

$$\text{hay } F = F_o e^{-j \frac{\pi}{\lambda |p|} [(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2]} \quad (9.14)$$

Tương tự SR gây ra tại M một biên độ có dạng :

$$a = a_o e^{-j \frac{\pi}{\lambda |\rho|} [(x-x_r)^2 + (y-y_r)^2]} \quad (9.15)$$

Biên độ tổng cộng tại M là : $a + F$

Suy ra cường độ tại M :

$$I = (a + F) (a^* + F^*) =$$

$$\begin{aligned} & |a_o|^2 + |F_o|^2 + a_o^* F_o e^{j \frac{\pi}{\lambda |\rho|} [(x-x_r)^2 + (y-y_r)^2]} e^{-j \frac{\pi}{\lambda |p|} [(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2]} \\ & + a_o F_o^* e^{-j \frac{\pi}{\lambda |\rho|} [(x-x_r)^2 + (y-y_r)^2]} e^{j \frac{\pi}{\lambda |p|} [(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2]} \end{aligned}$$

Sau khi rửa kính ảnh, ta được một âm bản mà hệ số truyền suốt biên độ là t có dạng tương tự hệ thức (9.6) với các số hạng thứ 3 và thứ 4 lần lượt là :

$$\beta' a_o^* F_o e^{j \frac{\pi}{\lambda |\rho|} [(x-x_r)^2 + (y-y_r)^2]} e^{-j \frac{\pi}{\lambda |p|} [(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2]} \quad (9.16)$$

$$\beta' a_o F_o^* e^{-j \frac{\pi}{\lambda |\rho|} [(x-x_r)^2 + (y-y_r)^2]} e^{j \frac{\pi}{\lambda |p|} [(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2]} \quad (9.17)$$

Trong giai đoạn tạo lại ảnh, giả sử ta dời toàn đồ bởi sóng cầu phát ra từ một nguồn điểm S'R ((', x'r, y'r) và có bước sóng (', sóng này gây ra tại M một biên độ có dạng :

$$b = b_o e^{-j \frac{\pi}{\lambda' |\rho'|} [(x-x'_s)^2 + (y-y'_s)^2]} \quad (9.18)$$

Ta được biểu thức của bt (biên độ truyền qua toàn đồ) tương tự như hệ thức (9.8), trong đó các số hạng thứ 3 và thứ 4 (ứng với ảnh ảo S' và ảnh thật S'') lần lượt là :

$$A' = \beta' a_o^* b_o F_o e^{j \frac{\pi}{\lambda |\rho|} [(x-x_r)^2 + (y-y_r)^2]} e^{-j \frac{\pi}{\lambda |p|} [(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2]} x e^{-j \frac{\pi}{\lambda' |\rho'|} [(x-x'_r)^2 + (y-y'_r)^2]} \quad (9.19)$$

$$A'' = \beta'' a_o b_o F_o^* e^{-j \frac{\pi}{\lambda |\rho|} [(x-x_r)^2 + (y-y_r)^2]} e^{j \frac{\pi}{\lambda |p|} [(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2]} x e^{-j \frac{\pi}{\lambda' |\rho'|} [(x-x'_r)^2 + (y-y'_r)^2]} \quad (9.20)$$

Gọi P' là khoảng cách từ ảnh ảo S' tới toàn đồ. Muốn tìm P' ta so sánh biểu thức (9.19) tới biểu thức tổng quát của sóng cầu phát ra bởi nguồn điểm S' đặt cách toàn đồ ột đoạn P'. Bỏ qua thừa số hằng số, sóng cầu này có dạng :

$$e^{-j \frac{\pi}{\lambda' |P'|} [(x-x_{s'})^2 + (y-y_{s'})^2]} \quad (9.21)$$

Trong biểu thức (9.19), kết hợp các thừa số trong dấu mũ có x² + y², ta được :

$$e^{j \pi \left[\frac{1}{\lambda |\rho|} - \frac{1}{\lambda |p|} - \frac{1}{\lambda' |\rho'|} \right] (x^2 + y^2)} \quad (9.22)$$

So sánh (9.22) với thừa số tương ứng trong biểu thức (9.21), ta được :

$$\frac{1}{\lambda |\rho|} - \frac{1}{\lambda |p|} - \frac{1}{\lambda' |\rho'|} = - \frac{1}{\lambda' |P'|} \quad (9.23)$$

Làm tương tự với biểu thức (9.20), ta tìm được hệ thức xác định khoảng cách P'' từ ảnh liên hợp S'' tới toàn đồ.

$$\frac{1}{\lambda' |\rho'|} + \frac{1}{\lambda |p|} - \frac{1}{\lambda |\rho|} = - \frac{1}{\lambda' |P''|} \quad (9.24)$$

hay :

$$\frac{1}{P'} = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(\frac{1}{P} - \frac{1}{\rho} \right) + \frac{1}{\rho'} \quad (9.25)$$

$$\frac{1}{P''} = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(\frac{-1}{P} + \frac{1}{\rho} \right) + \frac{1}{\rho'} \quad (9.26)$$

Tương tự, ta xác định các tọa độ x_s, y_s bằng cách chỉ đề ý tới các thừa số có mũ chứa x và y trong các biểu thức (9.19) và (9.21), ta tìm được :

$$x_{s'} = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(-\frac{P'}{\rho} x_r + \frac{P'}{P} x_s \right) + \frac{P'}{\rho'} x'_r \quad (9.27)$$

$$y_{s'} = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(-\frac{P'}{\rho} y_r + \frac{P'}{P} y_s \right) + \frac{P'}{\rho'} y'_r \quad (9.28)$$

Với ảnh liên hợp, ta tìm được :

$$x_{s''} = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(\frac{P''}{\rho} x_r - \frac{P''}{P} x_s \right) + \frac{P''}{\rho'} x'_r \quad (9.29)$$

$$y_{s''} = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(\frac{P''}{\rho} y_r - \frac{P''}{P} y_s \right) + \frac{P''}{\rho'} y'_r \quad (9.30)$$

Ta có thể tính được độ phóng đại của ảnh cho bởi toàn đồ, thực vậy từ các hệ thức (9.27) và (9.28), ta suy ra :

$$\Delta x_{s'} = \frac{-\lambda'}{\lambda} \cdot \frac{P'}{P} \cdot \Delta x_s \quad (9.31)$$

$$\Delta y_{s'} = \frac{\lambda'}{\lambda} \cdot \frac{P'}{P} \cdot \Delta y_s \quad (9.32)$$

Không đề ý đến dấu trừ, độ phóng đại của ảnh thực là :

$$G = \frac{\Delta x_{s'}}{\Delta x_s} = \frac{\Delta y_{s'}}{\Delta y_s} = \frac{\lambda'}{\lambda} \cdot \frac{P'}{P} \quad (9.33)$$

Kết hợp hệ thức (9.25), ta suy ra :

$$G = \left[1 - \frac{P}{\rho} + \frac{\lambda}{\lambda'} \cdot \frac{P}{\rho'} \right]^{-1} \quad (9.34)$$

Với ảnh liên hợp, ta có :

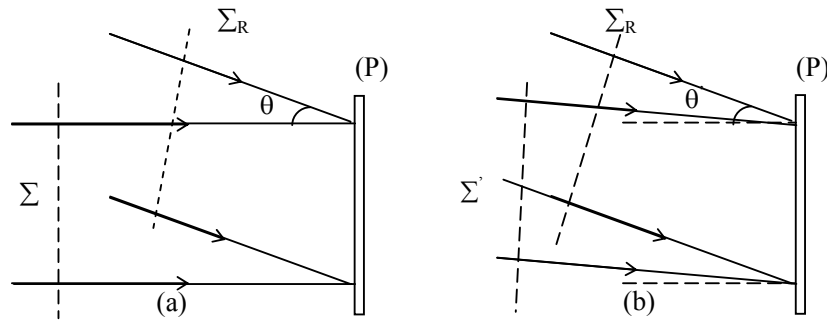
$$G = \left[1 - \frac{P}{\rho} - \frac{\lambda}{\lambda'} \cdot \frac{P}{\rho'} \right]^{-1} \quad (9.35)$$

6. Ứng dụng.

a. Áp dụng vào hiển vi kính học:

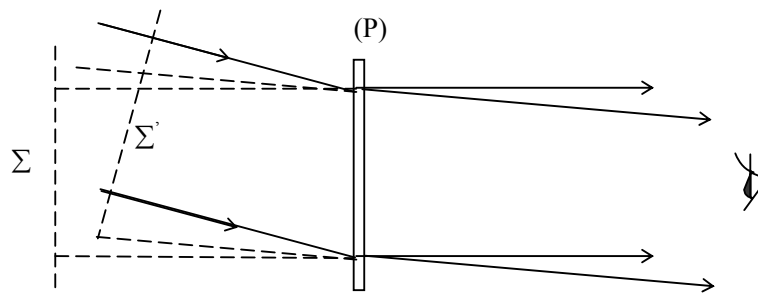
Ta đã thấy ở. Do đó nếu khi ghi toàn đồ ta dùng một bước sóng ngắn, thí dụ tia X chẳng hạn, và khi tạo lại ảnh ta dùng một bước sóng lớn hơn, thí dụ ánh sáng thấy được, thì độ phóng đại của kính hiển vi có thể rất lớn.

b- Áp dụng vào ngành giao thoa:



H.9.9

Trong các giao thoa kế cổ điển, người ta chỉ có thể thực hiện giao thoa với những sóng phát ra từ cùng một nguồn, nghĩa là phát ra vào cùng một thời điểm. Với phép toàn kỳ, ta có thể thực hiện giao thoa với hai sóng ghi vào hai thời điểm khác nhau.



H.9.10

Thí dụ ta có thể ghi một sóng phẳng (Σ , gọi là sóng vật, lên toàn đồ bằng cách kết hợp với một sóng qui chiếu (Σ_R , giả sử cũng là sóng phẳng. Sau đó ta ghi một lần thứ hai bằng cách nghiêng sóng vật đi một góc nhỏ (sóng (Σ' trong hình 9.9b)

Đem rửa kính ảnh ta được một toàn đồ. Rọi toàn đồ bằng một sóng phẳng (Σ'' R gong hệt sóng qui chiếu (Σ_R , ta lập lại được pha và cường độ của hai sóng (Σ và (Σ' . Nhìn qua toàn đồ, trong vùng chung của hai chùm tia, ta thấy các vân giao thoa thẳng, song song, cách đều nhau.

Ta có thể giải thích như sau :

* Xét lần ghi thứ nhất.

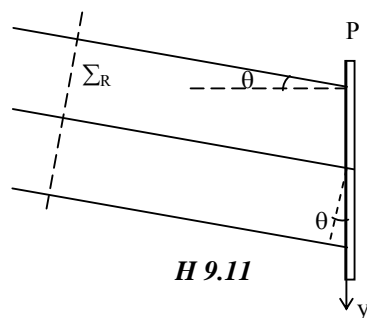
Biên độ tập của sóng qui chiếu (Σ_R tại một điểm trên kính ảnh là:

$$a = a_0 e^{-jk\theta y}$$

(giả sử góc (θ nhỏ)

Biên độ của sóng vật là b_1 không đổi trên mặt phẳng P.

Cường độ tới kính ảnh là :



H.9.11

$$I_1 = (a + b_1) (a^* + b_1^*) = |a|^2 + b_1^2 + a^* b_1 + a b_1^*$$

Năng lượng nhận được :

$$W_1 = T_1 |a|^2 + T_1 b_1^2 + T_1 a^* b_1 + T_1 a b_1$$

* Xét lần ghi thứ hai:

Biên độ tập của sóng qui chiếu (' tại một điểm trên kính ảnh lần lượt là:

$$a = a_0 e^{-jk_0 y}$$

$$b_2 = b_0 e^{-jk_0 y}$$

Suy ra :

$$I_2 = (a + b_2) (a^* + b_2^*) = |a|^2 + |b_2|^2 + a^* b_2 + a b_2^*$$

$$W_2 = T_2 |a|^2 + T_2 |b_2|^2 + T_2 a^* b_2 + T_2 a b_2^*$$

Năng lượng tổng cộng kính ảnh nhận được là :

$$W = W_1 + W_2 = (T_1 + T_2) |a|^2 + T_1 b_1^2 + T_2 |b_2|^2 + a^* (T_1 b_1 + T_2 b_2) + a (T_1 b_1 + T_2 b_2^*)$$

Sau khi rửa kính ảnh, hệ số truyền suốt biên độ là :

$$t = t_0 - \beta (T_1 b_1^2 + T_2 |b_2|^2) - \beta a^* (T_1 b_1 + T_2 b_2) - \beta a (T_1 b_1 + T_2 b_2^*)$$

Rọi toàn đồ bằng sóng ('R giống hết sóng (R nên biên độ truyền qua là :

$$at = at_0 - \beta (T_1 b_1^2 + T_2 |b_2|^2)a - \beta |a|^2 (T_1 b_1 + T_2 b_2) - \beta a^2 (T_1 b_1 + T_2 b_2^*)$$

Để ý tới số hạng thứ 3, ta thấy có sự thành lập lại hai sóng:

$$\beta |a|^2 T_1 b_1 \text{ và } \beta |a|^2 T_2 b_2$$

(chỉ khác nhau các hằng số $\beta |a|^2 T_1$ và $\beta |a|^2 T_2$)

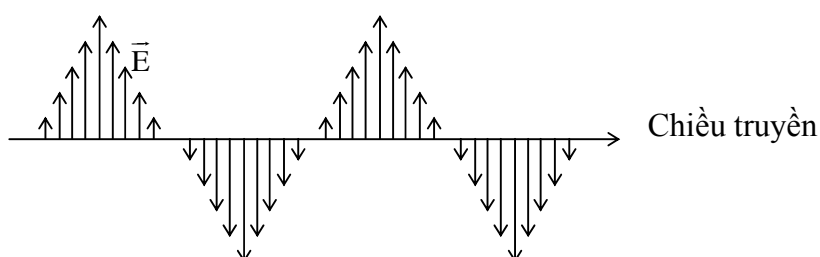
Vân giao thoa mà ta quan sát thấy là do sự hợp của hai sóng này.

Chương IV

HIỆN TƯỢNG PHÂN CỰC ÁNH SÁNG

SS1 . ÁNH SÁNG TỰ NHIÊN VÀ ÁNH SÁNG PHÂN CỰC.

Ta đã biết ánh sáng là sóng điện từ có độ dài sóng ngắn (từ 0,4 (m) (0,75(m). Một nguồn sáng như một ngọn đèn, một ngọn lửa gồm vô số các hạt phát ra ánh sáng. Các hạt này là các phân tử, nguyên tử hay ion. Mỗi hạt được coi là một máy (lưỡng cực) tí hon phát sóng điện từ.

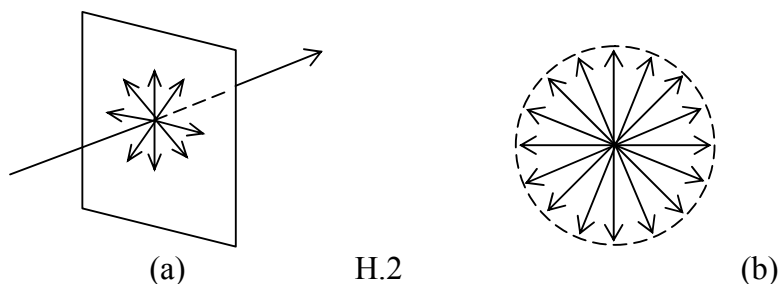


H.1

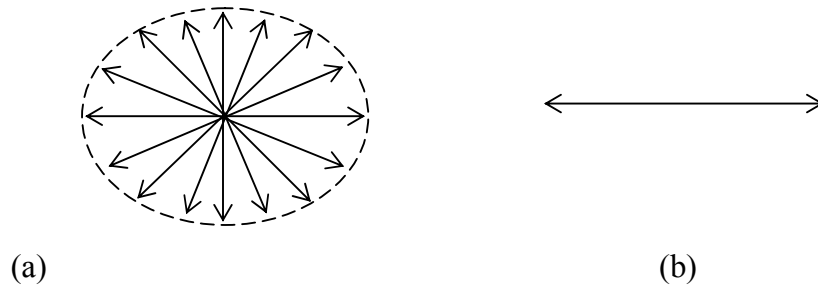
Trong quang học, vectơ điện trường \vec{E} có vai trò đặc biệt quan trọng, nên trong hình vẽ trên, ta chỉ vẽ sóng điện trường. Từ trường \vec{B} thẳng góc với hình vẽ và hướng về phía trước tờ giấy.

Các sóng điện từ phát ra bởi các máy phát sóng tí hon có vectơ điện trường \vec{E} (còn gọi là Frexnen hay vectơ chấn động sóng) hướng theo tất cả mọi phương thẳng góc với phương truyền của tia sáng (vì trong quá trình phát sóng, các hạt độc lập với nhau). Ánh sáng phát ra như vậy được gọi là ánh sáng tự nhiên, hay ánh sáng thiên nhiên.

Vậy ánh sáng tự nhiên được coi là gồm bởi vô số các chấn động thẳng phân bố đều nhau theo tất cả mọi phương thẳng góc với phương truyền của tia sáng, không có một phương chấn động nào được ưu đãi hơn một phương chấn động khác.

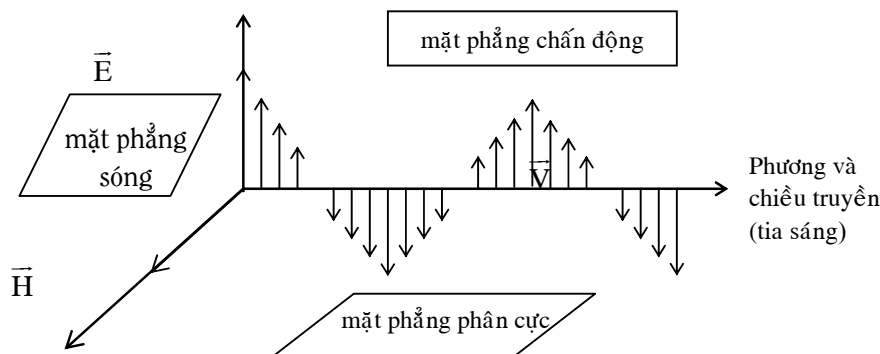


Nếu bằng một cách nào đó, ta làm mất sự đối xứng nói trên của các phương chấn động sóng, thì ánh sáng đó được gọi là ánh sáng phân cực. Ta có thể có ánh sáng phân cực một phần (h.3a) hay phân cực hoàn toàn (h.3b).



H. 3

Ánh sáng phân cực hoàn toàn còn được gọi là ánh sáng phân cực thẳng (vì nếu xét một điểm cố định, đỉnh của vectơ điện trường dao động trên một đường thẳng) hay cũng được gọi là phân cực thẳng (vì sóng hình sin nằm trong một mặt phẳng, gọi là mặt phẳng chấn động).

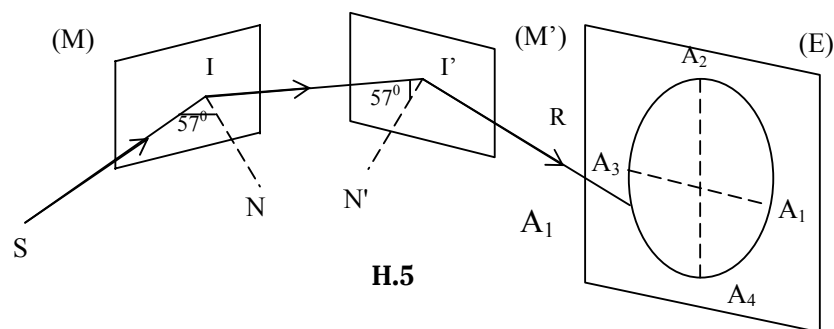


H. 4

Hình vẽ 4 ứng với một ánh sáng phân cực thẳng. Mặt phẳng hợp bởi \vec{E} và \vec{G} là mặt phẳng chấn động. Mặt phẳng chứa tia sáng và thẳng góc với vectơ điện trường \vec{E} được gọi là mặt phẳng phân cực, vectơ \vec{G} được gọi là vectơ phân cực. Mặt phẳng hợp bởi \vec{E} và \vec{G} là mặt phẳng sóng.

HIỆN TƯỢNG PHÂN CỰC ÁNH SÁNG DO PHẢN CHIẾU

SS.2. Thí nghiệm Malus.



H.5

Chiếu tới gương thủy tinh M một chùm tia sáng tự nhiên song song, dưới góc tới $i = 57^\circ$. Mặt sau của gương M được bôi đen để loại trừ tia phản chiếu trên mặt sau của gương. Ánh sáng khi tới mặt trước của gương M sẽ phản chiếu. Hứng chùm tia phản chiếu này trên một

gương M' giống hệt gương M và cũng với góc $i' = 57^\circ$. Tia phản chiếu cuối cùng trên gương M được hứng trên một màn ảnh E.

- Khi quay gương M xung quanh tia tới SI và vẫn giữ góc tới góc $i = 57^\circ$, kết quả thí nghiệm cho thấy cường độ sáng của tia phản chiếu II' không thay đổi (hứng chùm tia II' lên một màn ảnh để quan sát).

- Bây giờ để yên gương M và quay gương M' xung quanh tia tới II' và vẫn giữ góc tới $i' = 57^\circ$. Thí nghiệm cho thấy cường độ của chùm tia phản chiếu I'R thay đổi khi gương M' quay:

Khi mặt phẳng tới (ứng với hai gương) (SII') và (II'R) song song với nhau, cường độ của tia phản chiếu IR cực đại, vật sáng trên màn E sáng nhất, đó là tại hai vị trí A1 và A3.

Khi hai mặt phẳng tới này thẳng góc với nhau thì cường độ chùm tia I'R triệt tiêu, ứng với hai vị trí A2 và A4.

Nếu góc tới các gương khác 57° (thì tại các vị trí A2 và A4, cường độ của tia I'R chỉ cực tiểu (tại A2 và A4 tối nhất) chứ không thể triệt tiêu).

Ta có thể giải thích sơ bộ thí nghiệm trên như sau: Chùm tia sáng SI là chùm tia sáng tự nhiên nên chấn động sáng có tính đối xứng theo tất cả các phương thẳng góc với SI, vì vậy khi quay gương M thì sự quay này không thể làm thay đổi cường độ sáng của tia phản chiếu II'. Sau khi phản chiếu trên gương M, ánh sáng II' không còn tính đối xứng của chùm tia SI nữa, mà là ánh sáng phân cực thẳng. Do đó khi quay gương M', sự quay này có ảnh hưởng tới cường độ sáng của tia phản chiếu I'R. Vì tính không đối xứng của chùm tia tới II' đến gương M' nên có các vị trí của M' để ánh sáng phản chiếu cực đại, có những vị trí khác của M' để ánh sáng phản chiếu này triệt tiêu.

Nếu chùm tia SI tới gương M dưới góc tới i (57°) thì chùm tia phản chiếu II' là ánh sáng phân cực một phần. Do đó khi quay gương M' thì sẽ chỉ có các phương để ánh sáng phản chiếu I'R có cường độ cực tiểu thôi, chứ không thể triệt tiêu (vì với ánh sáng phân cực một phần, ta có sự ưu đãi hơn kém giữa các phương chấn động và không có phương chấn động nào bị khử hoàn toàn).

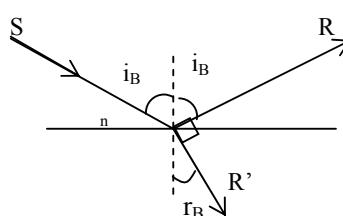
Gương M biến đổi ánh sáng tự nhiên thành ánh sáng phân cực nên được gọi là kính phân cực.

Gương M' cho ta biết ánh sáng tới (II') là ánh sáng phân cực nên được gọi là kính phân tích.

SS.3. Định luật Brewster.

Từ các công trình thực nghiệm, Brewster phát triển định luật sau:

- Để có được ánh sáng phân cực trên bề mặt của một môi trường phải có một trị số xác định tùy trường trên và tính được bởi



H. 6

cực hoàn toàn do sự phản trường trong suốt, góc tới i thuộc vào bản chất của môi công thức.

$$\tan i = n$$

, n = chiết suất của môi trường

Góc i này được gọi là góc tới Brewster, ký hiệu là i_B

Ta có : $\sin i_B = n$ hay $\sin i_B = n \cos i_B$ so với định luật Descartes.

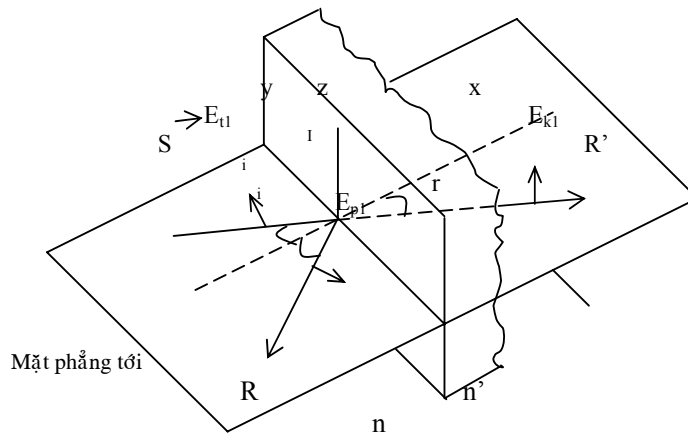
Suy ra : $\cos i_B = \sin r_B$ hay $i_B = r_B$

Vậy trong trường hợp này, tia phản chiếu và tia khúc xạ thẳng góc với nhau.

Nếu môi trường trên là thủy tinh $n = 1,5$ thì $\sin i_B = 1,5$, $i_B = 57^\circ$

SS.4. Khảo sát lý thuyết về sự phân cực do phản chiếu.

Trước hết, xét sóng điện từ phân cực thẳng tới một mặt phẳng cách hai môi trường có chiết suất n và n' (giả sử $n' > n$).



Lấy điểm tới I làm gốc tọa độ, đường pháp tuyến tại I làm trục x , mặt phẳng ngăn chia hai môi trường là mặt phẳng yIz , mặt phẳng tới là mặt phẳng xIy .

Xét trường hợp vectơ điện của sóng tới nằm trong mặt phẳng tới (h.7).

Các vectơ điện trường và từ trường thuộc các sóng tới, phản chiếu và khúc xạ phải thỏa “điều kiện biên” ở mặt ngăn chia hai môi trường, nghĩa là các thành phần trên mặt ngăn chia hai môi trường của các vectơ điện trường, hay các vectơ từ trường, phải có sự bảo toàn khi đi từ môi trường này sang môi trường kia.

Gọi E_{t1} , H_{t1} , E_{p1} , H_{p1} , E_{k1} , H_{k1} lần lượt là các trị số cực đại của điện trường và từ trường ứng với sóng tới (t) sóng phản chiếu (P) và sóng khúc xạ (K). Xét thời điểm tại I, điện trường và từ trường của ba sóng trên có các trị số cực đại trên.

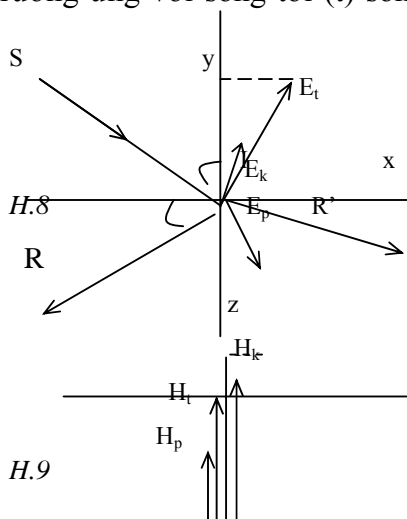
Áp dụng điều kiện biên vào các vector điện trường trong hai môi trường, ta có :

$$E_{t1} \cos i - E_{p1} \cos i = E_{k1} \cos r \quad (4.1)$$

Trong trường hợp của hình vẽ 7, các vectơ từ trường song song với phương Iz và cùng chiều với nhau. Áp dụng điều kiện biên, ta có :

$$H_{t1} + H_{p1} = H_{k1} \quad (4.2)$$

Nếu gọi ϵ và μ , ϵ' và μ' lần lượt là hằng số điện môi và độ từ thẩm của môi trường 1 và môi trường 2, theo lý thuyết về sóng điện từ, ta có :



$$H_{t1} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_{t1}, H_{p1} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_{p1}, H_{k1} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_{k1}$$

Ngoài ra chiết suất của một môi trường là :

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0}} \quad \begin{cases} c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \\ v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \end{cases}$$

với các môi trường trong suốt, ta có : \hat{G} , suy ra : \hat{G}

tương tự \hat{G}

Thế các hệ thức trên vào phương trình (4.2), ta được :

$$nE_{t1} + nE_{p1} = n'E_{k1} \quad (4.3)$$

Từ phương trình (4.1) suy ra : \hat{G} (4.4)

Từ phương trình (4.3) suy ra : \hat{G} (4.5)

Lấy (4.4) + (4.5), suy ra : \hat{G}

$$\text{hay } 2E_{t1} = E_{k1} \frac{\cos r \sin r + \sin i \cos i}{\cos i \sin r} = E_{k1} \frac{\sin 2r + \sin 2i}{2 \cos i \sin r}$$

$$2E_{t1} = E_{k1} \frac{\sin(i+r) \cos(i-r)}{\cos i \sin r}$$

Vậy \hat{c}

(4.6)

(4.5) – (4.4), suy ra :

$$2E_{p1} = E_{k1} \left(\frac{\sin i}{\sin r} - \frac{\cos r}{\cos i} \right) = E_{k1} \frac{\sin(i-r) \cos(i+r)}{\cos i \sin r}$$

Suy ra

$$E_{p1} = E_{t1} \frac{\tan(i-r)}{\tan(i+r)} \quad (4.7)$$

Các công thức (4.6) và (4.7) được gọi là công thức Fresnel.

- Trong trường hợp vectơ điện của sóng tới thẳng góc với mặt phẳng tới.

Trong trường hợp này, vectơ điện của các sóng phản xạ và khúc xạ cũng thẳng góc với mặt phẳng tới, và ta có các công thức Fresnel là :

$$E_{p2} = -\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)} E_{t2} \quad (4.8)$$

$$E_{k2} = \frac{2\cos i \sin r}{\sin(i+r)} E_{t2} \quad (4.9)$$

Các công thức Fresnel cho ta biết cường độ của các vectơ điện trong các sóng phản xạ và khúc xạ ứng với một góc tới xác định của chùm tia tới, phân cực thẳng chẵn động song song với mặt phẳng tới hoặc thẳng góc với mặt phẳng tới.

Gọi I_p và I_t là cường độ ánh sáng tới và ánh sáng phản chiếu, ta có hệ số phản chiếu là :

$$\rho_1 = \frac{I_{p1}}{I_{t1}} = \frac{E_{p1}^2}{E_{t1}^2} = \frac{\tan^2(i-r)}{\tan^2(i+r)} \quad (4.10)$$

(Trường hợp vectơ điện của chùm tia tới song song với mặt phẳng tới)

$$\text{hay } \rho_2 = \frac{I_{p2}}{I_{t2}} = \frac{E_{p2}^2}{E_{t2}^2} = \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} \quad (4.11)$$

Nếu vectơ điện của sóng tới có một phương vị bất kỳ, ta có thể tách thành hai thành phần : song song và thẳng góc với mặt phẳng tới và áp dụng các công thức (4.10) và (4.11) cho hai thành phần này.

Bây giờ xét ánh sáng tới là ánh sáng thiên nhiên. Ánh sáng này gồm các sóng phân cực thẳng phân bố theo tất cả mọi phương thẳng góc với tia sáng. Mỗi sóng được coi là gồm hai thành phần song song và thẳng góc với mặt phẳng tới. Vì lý do đối xứng của ánh sáng tự nhiên, tổng số của mỗi thành phần thì bằng nhau. Vì vậy, trong trường hợp này, nếu I_p và I_t lần lượt là tổng số cường độ sáng của sóng phản xạ và sóng tới ứng với tất cả mọi phương vị của vectơ điện của sóng tới thì ta có :

$$(4.12)$$

$$\rho = \frac{I_p}{I_t} = \frac{1}{2} \frac{\tan^2(i-r)}{\tan^2(i+r)} + \frac{1}{2} \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}$$

Nếu xét trường hợp $i = 0$ và môi trường thứ nhất là không khí, ta có :

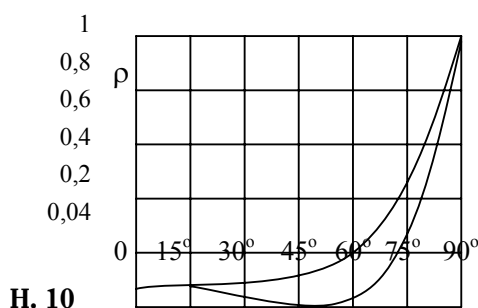
Với môi trường thứ hai là thủy tinh có chiết suất $n = 1,5$, suy ra $\rho = 4\%$. Vậy trong sự phản xạ thẳng góc trên bề mặt thủy tinh này chỉ có 4% ánh sáng phản xạ trở lại.

Ta thấy trong trường hợp góc tới Brewster, ρ , số hạng thứ nhất của công thức (4.12) triệt tiêu, có nghĩa là không có ánh sáng phản xạ mà vectơ điện (vectơ chẵn động sáng) có thành phần song song với mặt phẳng tới, nói cách khác, ánh sáng phản xạ trong điều kiện này là ánh sáng phân cực thẳng có phương chẵn động thẳng góc với mặt phẳng tới hay song song với mặt phản chiếu.

$$\begin{aligned} \text{Ta có :} \quad n \sin i_B &= n' \sin r_B \\ \text{và} \quad i_B + r_B &= \frac{\pi}{2} \\ n \sin i_B &= n' \sin\left(\frac{\pi}{2} - i_B\right) = n' \cos i_B \\ tgi_B &= \frac{n'}{n} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Ta tìm lại được định luật Brewster trong trường hợp tổng quát.

Nếu góc tới khác với góc tới Brewster, trong ánh sáng phản xạ vectơ chấn động sáng có cả hai thành phần thẳng góc và song song với mặt phẳng tới, do đó chỉ phân cực một phần.



H. 10

Hình vẽ 10 biểu diễn sự biến thiên của hệ số phản chiếu (theo góc tới i trong trường hợp phản chiếu trên mặt tiếp xúc không khí - thủy tinh với chiết suất $n = 1$, $n' = 1,5$).

SS.5. Độ phân cực.

Xét ánh sáng tới là ánh sáng tự nhiên. Ta có thể coi chấn động sáng này tạo bởi hai thành phần vuông góc có cường độ bằng nhau ($E_{t1} = E_{t2}$) nhưng không kết hợp về pha. Ánh sáng phản xạ cũng gồm hai thành phần vuông góc không kết hợp về pha nhưng có cường độ khác nhau (E_{p1} (E_{p2})).

(thành phần song song với mặt phẳng tới)

$$E_{p1} = E_{t1} \frac{\tan(i-r)}{\tan(i+r)}$$

$$E_{p2} = E_{t2} \frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)} \quad (\text{thành phần thẳng góc với mặt phẳng tới})$$

Tỉ số cường độ sáng của hai chấn động thành phần là :

$$\frac{I_{p1}}{I_{p2}} = \frac{E_{p1}^2}{E_{p2}^2} = \frac{\cos^2(i+r)}{\cos^2(i-r)} \quad (5.1)$$

Ta thấy, trong trường hợp tổng quát, ta có $I_{p1} < I_{p2}$ (I_{p1} = cường độ ứng với thành phần chấn động song song với mặt phẳng tới, I_{p2} = cường độ ứng với thành phần chấn động thẳng góc với mặt phẳng tới). Vậy trong ánh sáng phản xạ, ta không còn sự đối xứng như trong ánh sáng tới tự nhiên nữa mà chấn động thẳng góc với mặt phẳng tới được ưu đãi hơn, ta có sự phân cực một phần.

Ta định nghĩa độ phân cực của một chùm tia sáng là

$$\delta = \frac{|I_2 - I_1|}{I_2 + I_1} \quad (5.2)$$

Với $0 \leq \delta \leq 1$

Với chùm tia phản xạ, ta có : $\delta_p = \frac{I_{p2} - I_{p1}}{I_{p2} + I_{p1}}$

- Các trường hợp đặc biệt :

* Chùm tia tới thẳng góc với mặt lưỡng chiết :

$i = 0, r = 0, I_{p2} = I_{p1}$ ($p = 0$: ánh sáng phản xạ là ánh sáng tự nhiên.

* Tia tới lướt trên mặt lưỡng chất :

$$i = \frac{\pi}{2}, r = \text{góc khúc xạ giới hạn}$$

$I_{p1} = I_{p2}$ ($p = 0$: ánh sáng phản xạ là ánh sáng tự nhiên.

* Tia tới đến mặt lưỡng chất dưới góc tới Brewster

$$i = i_B, r = r_B, i_B + r_B = \frac{\pi}{2}$$

$I_{p1} = 0$ ($p = 1$: ánh sáng phản xạ phân cực toàn phần.

- Xét sự phân cực của ánh sáng khúc xạ

Gọi I_{k1} và I_{k2} lần lượt là cường độ sáng ứng với các thành phần song song và thẳng góc với mặt phẳng tới. Ta có :

$$\frac{I_{k1}}{I_{k2}} = \frac{E_{k1}^2}{E_{k2}^2} = \frac{1}{\cos^2(i - r)}$$

$$\text{Hay } \frac{I_{k2}}{I_{k1}} = \cos^2(i - r) \quad (5.3)$$

Ta thấy, trong trường hợp tổng quát, $I_{k1} > I_{k2}$ vậy trong ánh sáng khúc xạ, thành phần chấn động nằm trong mặt phẳng tới được ưu đãi hơn.

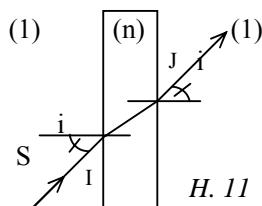
Độ phân cực

$$\mathcal{D}^k = \frac{I_{k1} - I_{k2}}{I_{k1} + I_{k2}}$$

* Khi $i = 0, I_{k1} = I_{k2}$, ($k = 0$: ánh sáng khúc xạ là ánh sáng tự nhiên.

Với $i \neq 0$, ánh sáng khúc xạ là ánh sáng phân cực một phần.

Trên thực tế, ta không thể quan sát được ánh sáng trong môi trường thủy tinh mà chỉ quan sát được ánh sáng ló ra khỏi bản thủy tinh mà thôi. Xét một trường hợp thường gặp trong thí nghiệm ánh sáng đi qua một bản thủy tinh hai mặt song song đặt trong không khí, góc tới là i , góc khúc xạ là r .



Chấn động tới SI là ánh sáng tự nhiên gồm hai thành phần không kết hợp, cường độ bằng nhau ($E_{t1}^2 = E_{t2}^2$) chấn động ứng với tia IJ gồm hai thành phần cũng không kết hợp nhưng có cường độ khác nhau ($E_{k1}^2 \neq E_{k2}^2$). Các thành phần của chấn động ló IR cũng có cường độ khác nhau ($E_{r1}^2 \neq E_{r2}^2$).

Với lần khúc xạ tại J, góc tới là góc r , góc khúc xạ là i , ta có:

$$\frac{I'_{k2}}{I'_{k1}} = \frac{E_{k2}^{'2}}{E_{k1}^{'2}} = \frac{E_{k2}^2}{E_{k1}^2} \cos^2(i - r)$$

$$\text{hay } \frac{I'_{k2}}{I'_{k1}} = \cos^4(i - r)$$

khi $i = i_B$ (góc tới Brewster) : $r = r_B = \hat{G}$

$$\frac{I'_{k2}}{I'_{k1}} = \cos^4(2i_B - \frac{\pi}{2}) = \sin^4 2i_B$$

$$= \left[\frac{2 \tan i_B}{1 + \tan^2 i_B} \right]^4 = \left[\frac{2n}{1 + n^2} \right]^4$$

với $n = 1,5, \hat{G}$, nghĩa là độ phân cực của ánh sáng ló khá nhỏ.

Muốn tăng độ phân cực của ánh sáng ló, ta có thể dùng nhiều bản thủy tinh đặt song song và liên tiếp nhau.

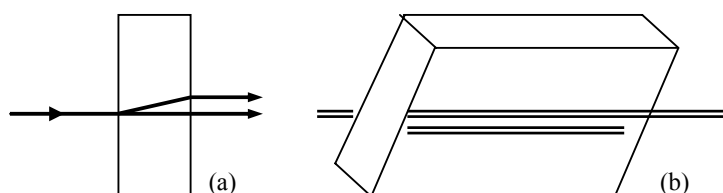
PHÂN CỰC ÁNH SÁNG DO MÔI TRƯỜNG DỊ HƯỚNG

SS.6. Môi trường dị hướng.

Từ trước đến giờ, ta chỉ xét các môi trường đẳng hướng, nghĩa là ánh sáng truyền đi trong môi trường theo mọi phương đều như nhau, thí dụ : thủy tinh thông thường, nước

Trong phần này, ta đề cập tới các môi trường dị hướng, có các tính chất thay đổi theo từng phương. Thí dụ: đá băng lan, thạch anh, Phần lớn các chất dị hướng là những chất kết tinh.

Trong trường hợp tổng quát, một tia sáng khi chiếu tới một bản tinh thể dị hướng thì được tách ra làm hai tia khúc xạ, cho ra hai tia ló, gọi là tia thường R_0 và tia bất thường R_e . Do đó khi ta nhìn một vật qua một bản tinh thể dị hướng, ta thấy hai ảnh, ứng với hai chùm tia thường và bất thường.

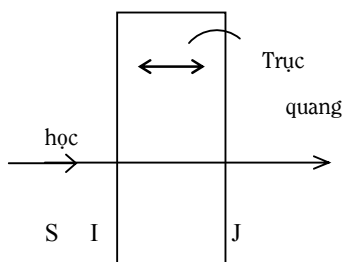


Tia bất thường khi khúc xạ qua môi trường không tuân theo ít nhất là một trong hai định luật Descartes.

- Trục quang học.

Trong môi trường dị hướng có những phương đặc biệt, khi ánh sáng truyền trong môi trường theo các phương này thì truyền giống như ở trong một môi trường đẳng hướng vậy.

Phương đặc biệt này được gọi là trục quang học của tinh thể dị hướng.

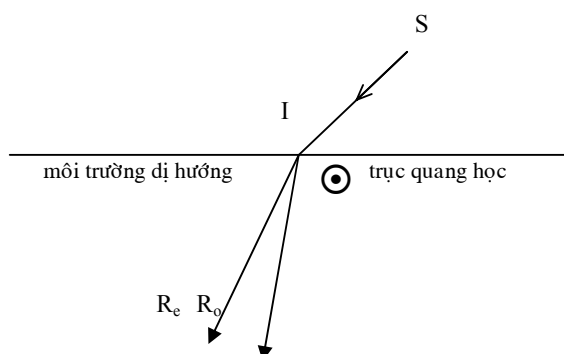


Trong trường hợp hình vẽ 13, ánh sáng truyền qua bản dị hướng song song với trục quang học, ta được một tia ló duy nhất, tuân theo các định luật Descartes về khúc xạ (tại I và J).

Các môi trường có một trục quang học được gọi là môi trường đơn trục, nếu có hai trục quang học thì gọi là môi trường lưỡng trục.

Ta chỉ đề cập tới các môi trường dị hướng đơn trục.

- Mặt phẳng hợp bởi trục quang học và tia thường được gọi là mặt phẳng chính đối với tia thường. Mặt phẳng hợp bởi trục quang học với tia bất thường được gọi là mặt phẳng chính đối với tia bất thường.

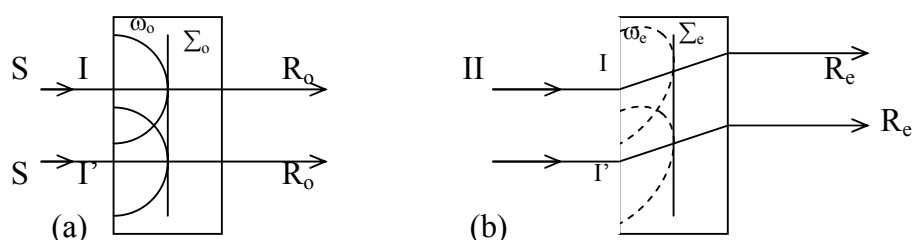


H.14

Trong hình 14, trục quang học thẳng góc với mặt phẳng hình vẽ. Mặt phẳng chính đối với tia thường là mặt phẳng thẳng góc với mặt phẳng hình vẽ và chứa tia IR_0 ; mặt phẳng chính đối với tia bất thường là mặt phẳng thẳng góc với mặt phẳng hình vẽ chứa tia IR_e .

SS.7. Bề mặt sóng thường - bề mặt sóng bất thường.

Chiếu một chùm tia sáng song song tới một bản dị hướng. Xét một điểm tới I. Ta có thể coi I là một nguồn sáng thứ cấp theo nguyên lý Huyghens.

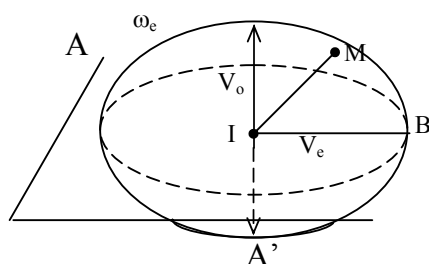


H. 15

Đối với tia thường, ánh sáng từ I truyền đi theo mọi hướng đều như nhau, do đó sau một thời gian ánh sáng truyền tới một mặt cầu, tâm I. Mặt cầu này được gọi là bề mặt sóng thường (0). Với các điểm tới khác (I' , I'' , ...) đối với tia thường, ta cũng có các bề mặt sóng con là các mặt cầu (tâm I' , I'' , ...). Mặt phẳng (0) tiếp xúc với các bề mặt sóng con (0 là mặt phẳng sóng thường).

Đối với tia bất thường, ánh sáng từ I, I' ... truyền đi theo mọi phương trong môi trường dị hướng với các vận tốc khác nhau. Sau một thời gian, ánh sáng truyền tới một bề mặt có dạng elipsoid tròn xoay, với trục đối xứng tròn xoay chính là trục quang học.

Elipsoid này được gọi là bề mặt sóng bất thường (e). Mặt phẳng (e) tiếp xúc với các bề mặt sóng bất thường (e được gọi là mặt phẳng sóng bất thường).



H. 16

Nếu ta cắt bề mặt sóng bất thường theo một mặt phẳng (P) thẳng góc với trục quang học, ta được đường cắt là một đường tròn. Nếu mặt phẳng (P) song song với trục quang học, thì đường cắt là một đường elip.

Nếu ánh sáng truyền theo phương IA (AA' là trục quang học), nó truyền giống như trong môi trường đẳng hướng, vậy có vận tốc V_0 (vận tốc thường). Khoảng cách từ I (lấy trùng với điểm tới) tới một điểm M trên bề mặt sóng biểu diễn vận tốc của ánh sáng truyền theo phương IM. Ứng với tia bất thường IM, vận tốc truyền là V_{er} , gọi là vận tốc bất thường theo tia.

Nếu ánh sáng truyền theo các phương IB thẳng góc với trục quang học thì vận tốc truyền theo các phương này đều như nhau và có một trị số là V_e , được gọi là vận tốc bất thường chính.

Ta phân biệt 2 loại tinh thể :

- ◆ Tinh thể dương nếu có $V_0 > V_e$, thí dụ : Thạch anh.
- ◆ Tinh thể âm nếu có $V_0 < V_e$, thí dụ : Đá băng lan (Một loại tinh thể CaCO_3).



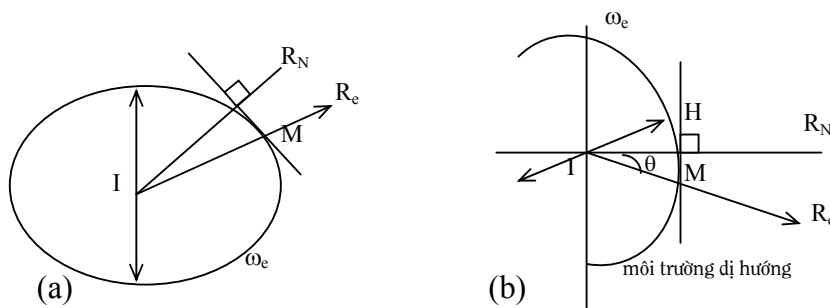
H.17

Với tia thường, bề mặt sóng là mặt cầu nên tia thường thẳng góc với bề mặt sóng (0, chính vì tính chất này, ta có các định luật Descartes đối với tia thường.

Với tia bất thường, bề mặt sóng là một elipsoid nên tia bất thường trong trường hợp tổng quát không thẳng góc với bề mặt sóng (e. Vì vậy, trong trường hợp tổng quát ta không thể áp dụng các định luật về khúc xạ của Descartes cho tia bất thường. Ta chỉ áp dụng được định luật Descartes cho các tia bất thường đặc biệt, thẳng góc với bề mặt sóng bất thường.

SS.8. Chiết suất.

Xét tia bất thường IRe cắt bề mặt sóng bất thường (e tại M. Vẽ mặt phẳng tiếp xúc với bề mặt sóng (e tại M. Tia pháp tuyến (tia bất thường theo pháp tuyến) được định nghĩa là tia IRn thẳng góc với mặt phẳng tiếp xúc trên.



H.18

Gọi thời gian để ánh sáng truyền trên tia bất thường Re từ I tới M là t.

Vận tốc bất thường theo tia là :

$$V_{er} = \frac{IM}{t}$$

Gọi H là hình chiếu của M xuống pháp tuyến RN, ta định nghĩa vận tốc bất thường theo pháp tuyến là:

$$V_{en} = \frac{IH}{t} = \frac{IM}{t} \cos \theta = V_{er} \cdot \cos \theta$$

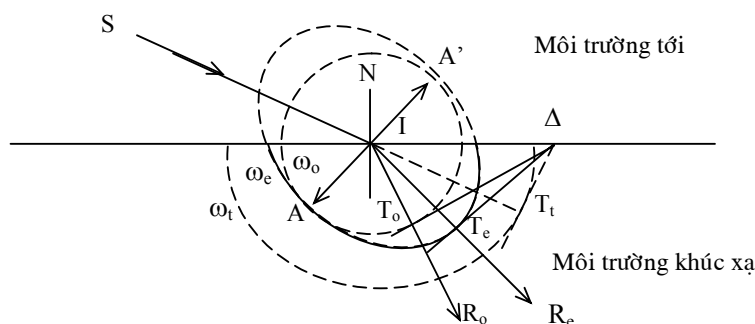
Chiết suất bất thường theo tia là :G

Chiết suất bất thường theo pháp tuyến

$$n_{en} = \frac{c}{V_{en}} = \frac{c}{V_{er} \cdot \cos \theta} = \frac{n_{er}}{\cos \theta}$$

$$\text{Vậy } n_{en} = n_{er} \cdot \cos \theta$$

SS.9. Cách vẽ tia khúc xạ. Cách vẽ Huyghens.



H.19

Xét tia tới SI. Trục quang học của môi trường khúc xạ là AA'. Ta thực hiện cách vẽ như sau :

- Vẽ bề mặt sóng ứng với môi trường tới : (t và các bề mặt sóng thường (0 và bất thường (e ứng với môi trường khúc xạ.

- Kéo dài tia tới SI, cắt bề mặt sóng ứng với môi trường tới tại Tt . Từ điểm Tt vẽ mặt tiếp xúc với bề mặt sóng này, cắt mặt ngăn chia 2 môi trường theo đường (((thẳng góc với mặt phẳng của hình vẽ).

- Qua (, vẽ mặt tiếp xúc với bề mặt sóng thường (0 ứng với môi trường khúc xạ, ta được tiếp điểm T0. Nối IT0, đó là tia khúc xạ thường R0.

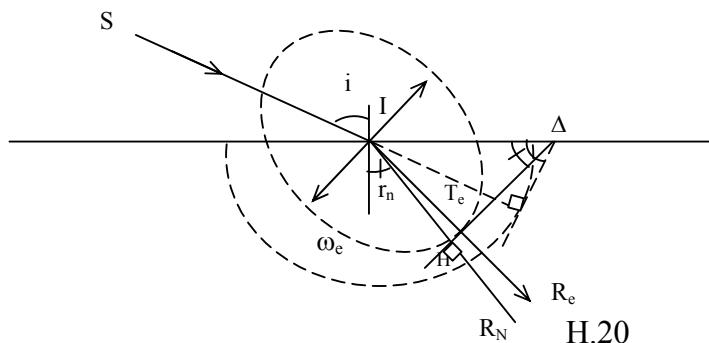
- Qua (, vẽ mặt tiếp xúc với bề mặt sóng bất thường (e ứng với môi trường khúc xạ, ta được tiếp điểm Te. Nối ITE, đó là tia khúc xạ bất thường Re.

- Từ cách vẽ trên, ta nhận xét được một điều quan trọng. Trong các trường hợp trục quang học hoặc nằm trong mặt phẳng tới, hoặc thẳng góc với mặt phẳng tới, thì các tia khúc xạ thường và bất thường cũng nằm trong mặt phẳng tới. Trái lại nếu trục quang học xiên góc với mặt phẳng tới, tia khúc xạ bất thường Re không nằm trong mặt phẳng tới.

Nhận xét thứ hai : Trong trường hợp trục quang học nằm trong mặt phẳng tới, hai mặt phẳng chính, ứng với tia thường và tia bất thường thì trùng nhau.

Ta đã biết sự khúc xạ ứng với tia bất thường không đúng theo định luật Descartes, nhưng nếu xét tia pháp tuyến IRn thì tia này lại thỏa các định luật này.

Để đơn giản ta xét môi trường tới là không khí (hình vẽ 5.20). Bề mặt sóng (t có bán kính là vận tốc c của ánh sáng trong không khí.



Ta thấy ngay : $I = c/\sin i = IH/\sin r_N$

$$\sin i = \frac{C}{IH} \quad \sin r_N$$

So sánh với hình vẽ 5.18b ta thấy điểm Te trong hình 5.20 chính là điểm M trong hình 5.18b với thời gian $t = 1$ đơn vị, vậy IH chính là vận tốc bất thường theo pháp tuyến: Ven

(chiết suất bất thường theo pháp tuyến)

$$\frac{C}{IH} = \frac{C}{V_{en}} = n_{en}$$

Ta tìm lại được định luật Descartes đối với tia pháp tuyến

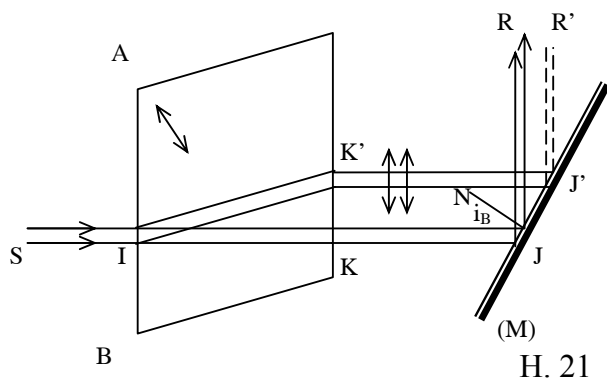
$$\sin i = n_{en} . \sin r_n$$

Ngoài ra tia pháp tuyến R_n luôn luôn nằm trong mặt phẳng tới.

SS.10. Sự phân cực do khúc xạ qua môi trường dị hướng.

Từ thí nghiệm Malus ta thấy khi quay gương M để mặt phẳng tới II'N' thẳng góc với phương chấn động của tia tới II', cường độ của tia phản chiếu I'R cực đại (h.5), khi mặt phẳng tới II'N' song song với phương chấn động của tia tới II' thì cường độ tia phản chiếu I'R cực tiểu.

Bây giờ, ta xét một thí nghiệm sau :



Chiếu thẳng góc một chùm tia sáng SI tới mặt AB của một bản tinh thể đá băng lan, ta được 2 chùm tia ló. Hứng 2 chùm tia này lên một kính phân tích M bằng thủy tinh dưới các góc tới $i_B = 57^\circ$. Quay gương M xung quanh phương của tia tới, ta thấy cường độ của 2 chùm tia phản chiếu (ứng với 2 chùm tia ló trên) thay đổi ngược chiều: khi cường độ của chùm tia này cực đại, thì cường độ chùm tia cực tiểu (coi như triệt tiêu) và ngược lại kết quả này chứng tỏ 2 chùm tia ló ra khỏi bản tinh thể là 2 chùm ánh sáng phân cực thẳng, có các phương chấn động vuông góc nhau.

Thí nghiệm cũng cho thấy, khi gương M ở vị trí như hình vẽ 21 (mặt phẳng tới KJN trùng với mặt phẳng chính ứng với tia thường) thì chùm tia phản chiếu J'R' có cường độ cực tiểu. Vậy chùm tia thường KJ có phương chấn động thẳng góc với mặt phẳng tới, trong khi chùm tia bất thường K'J' có phương chấn động song song với mặt phẳng tới.

Như vậy, với bản tinh thể, chấn động của tia thường thẳng góc với mặt phẳng chính ứng với tia thường, chấn động của tia bất thường nằm trong mặt phẳng chính ứng với tia bất thường. (Trong hình vẽ h.21, 2 mặt phẳng chính trùng nhau).

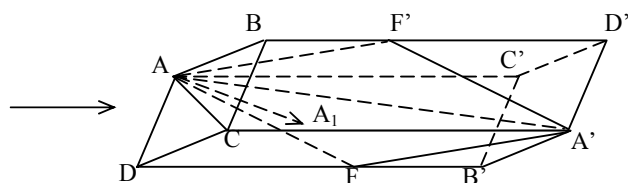
SS.11. Các loại kính phân cực .

Trong các thí nghiệm trên, ta thấy một gương thủy tinh đặt dưới góc tới Brewster sẽ cho ta một chùm tia phản chiếu phân cực, có sự bất tiện trong việc bố trí dụng cụ (không thể sắp đặt thẳng hàng), ngoài ra, khó xác định được hoàn toàn chính xác góc tới Brewster, do đó trên thực tế, trong thí nghiệm Malus, không thể làm cường độ tia phản chiếu I'R hoàn toàn triệt tiêu.

Người ta có thể dùng các loại kính phân cực sau tiện lợi hơn:

1. Nicol:

Nicol làm bằng tinh thể đá băng lan, có dạng như hình vẽ 22.

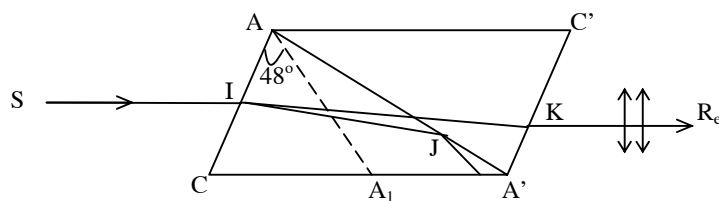


H.22

- * ABCD và A'B'C'D' là các hình thoi với AC và A'C' là các đường chéo ngắn.
- * Các mặt bên là các hình bình hành
- * $AC' \approx 3AB$.

Trục quang học AA' nằm trong mặt phẳng ACA'C'. Ánh sáng đi vào như hình vẽ 22. Mặt phẳng ACA'C' là mặt phẳng chính của tia thường và tia bất thường.

Người ta cưa tinh thể trên theo mặt phẳng AFA'F' thẳng góc với mặt phẳng ACA'C'. Hai mặt phẳng cắt nhau theo đường AA'. Sau đó dán hai nửa tinh thể trên lại bằng một lớp nhựa Canada. Đây là một loại nhựa thơm có chiết suất n ở trong khoảng các chiết suất thường no và bất thường chính ne của đá băng lan ($n_o > n > n_e$). Ta được một lăng kính Nicol.

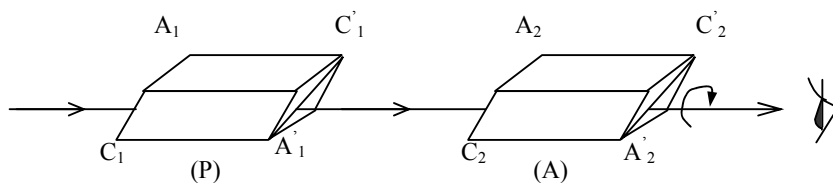


H.23

Chiếu tới Nicol một chùm tia sáng SI song song với phương AC' (SI là ánh sáng tự nhiên hoặc ánh sáng phân cực). Khi đi vào Nicol, ánh sáng được tách ra làm hai chùm tia : chùm tia thường tới lớp nhựa Canada với góc tới lớn hơn góc giới hạn nên phản chiếu toàn phần tại J (trường hợp đi từ môi trường chiết quang hơn sang môi trường chiết quang kém) và bị hấp thụ khi tới mặt CA' (được bôi đen). Chùm tia bất thường đi qua lớp nhựa Canada

và ló ra ngoài. Như vậy, Nicol chỉ cho chùm tia bất thường đi qua với mặt phẳng chấn động là mặt phẳng chính $AC'A'C$.

Trong các thí nghiệm, người ta thường dùng 2 Nicol đặt nối tiếp nhau và quan sát ánh sáng ló ra khỏi hệ thống.

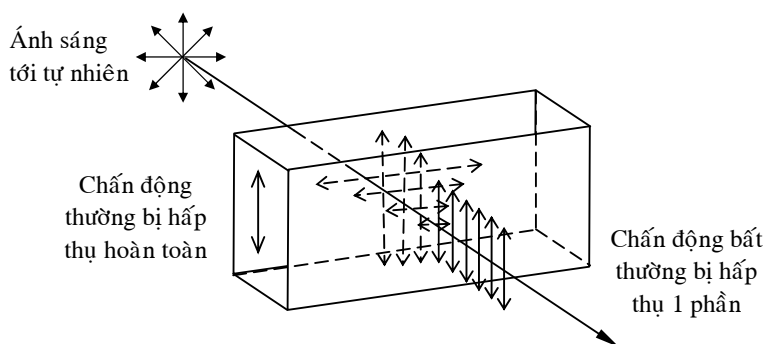


H.24

Ta quay Nicol A quanh phương của tia sáng, khi mặt phẳng chính của Nicol A song song với mặt phẳng chính của Nicol P, mắt nhận được cường độ sáng cực đại, khi 2 mặt phẳng chính thẳng góc nhau, cường độ sáng tới mắt triệt tiêu : Nicol A đã chặn lại hoàn toàn ánh sáng ló ra từ P.

2. Bản Tourmaline:

Đây là một loại tinh thể có đặc tính hấp thụ không đều chấn động thường và chấn động bất thường. Như vậy với một bề dày thích hợp, một trong hai chấn động bị hấp thụ hoàn toàn, chỉ còn chấn động thứ 2 ló ra. Bản tourmaline là một bản tinh thể loại này, có 2 mặt song song, bề dày chừng 1mm, trục quang học song song với mặt vào. Với bề dày này, bản tourmaline hấp thụ hoàn toàn tia thường và chỉ cho tia bất thường đi qua với mặt phẳng chấn động song song với trục quang học.

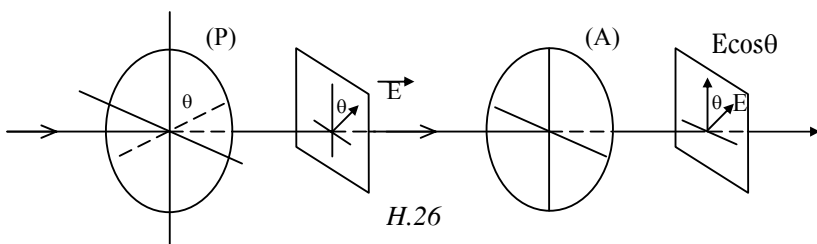


H.25

3. Bản Polaroid:

Có tính hấp thụ tia thường mạnh hơn bản tourmaline. Một bản polaroid dày 0,1mm có thể hấp thụ hoàn toàn tia thường.

SS.12. Định luật Malus.



Gọi θ là góc hợp bởi các mặt phẳng chấn động ứng với hai kính phân cực P và A. Nếu E là chấn động sáng sau khi qua P thì chỉ có thành phần $E \cos \theta$ được truyền qua kính phân cực mà thôi.

Vậy cường độ sáng sau khi qua A là :

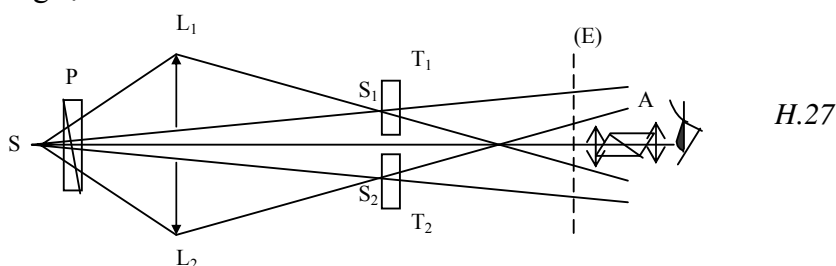
$$I = I_M \cos^2 \theta$$

Trong đó I_M là cường độ cực đại của ánh sáng ló ra khỏi A (khi quay kính A quanh phương truyền của tia sáng, ta có $I = 0$ khi $\theta = 90^\circ$ và $I = I_M$ khi $\theta = 0^\circ$). Hệ thức trên được thành lập bởi Malus năm 1809 do các kết quả thực nghiệm, nên được gọi là định luật Malus.

GIAO THOA VỚI ÁNH SÁNG PHÂN CỰC

SS.13. Thí nghiệm Arago - Fresnel.

Ta có thể thực hiện giao thoa với ánh sáng phân cực nhưng vấn đề phức tạp hơn khi dùng ánh sáng tự nhiên.



Trong thí nghiệm này dùng các bán thấu kính Billet nhưng sau S_1 và S_2 đặt 2 bản tourmaline T_1 và T_2 . Quan sát hiện tượng trên màn E.

Trước hết chưa dùng nicol A. Ta thấy trong cả 2 trường hợp: Ánh sáng tới các bán thấu kính L_1 và L_2 là ánh sáng tự nhiên (không dùng nicol P) hay ánh sáng phân cực (có dùng nicol như hình vẽ 27). Kết quả thí nghiệm như sau :

- Nếu T_1 và T_2 ở vị trí có quang trục song song, trên màn E ta thấy có hiện tượng giao thoa.
- Nếu T_1 và T_2 ở vị trí có các quang trục thẳng góc, trên màn E không thấy hiện tượng giao thoa (vì 2 chấn động không cùng phương).
 - Bây giờ vẫn giữ T_1 và T_2 ở vị trí thẳng góc nhưng quan sát màn E bằng một kính nhòm có Nicol A. Hiện tượng quan sát được như sau :
- Nếu ánh sáng tới L_1 và L_2 là ánh sáng thiên nhiên, ta không thấy vân giao thoa mặc dù, sau khi qua A, hai chấn động đã cùng phương. Điều này đưa đến kết luận: hai chùm tia sáng phân cực ló ra từ T_1 và T_2 không phải là ánh sáng kết hợp. Thực vậy, ta đã biết, một chấn động sáng tự nhiên được coi gồm hai chấn động thành phần vuông góc nhau và không kết hợp về pha. Hai bản Tourmaline cho truyền qua hai chấn động vuông góc và

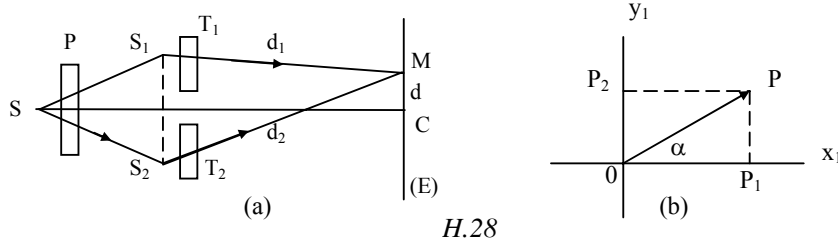
không kết hợp, do đó sau khi đi qua A mặc dù đã cùng phương, vẫn không thể có giao thoa.

- Nếu đặt Nicol P sau nguồn S, ta có ánh sáng phân cực thẳng tới L1 và L2. Nhìn qua A ta thấy có vân giao thoa.

Trong trường hợp này các bản T1 và T2 cho truyền qua hai thành phần của cùng một chấn động, nghĩa là chúng có thể kết hợp về pha với nhau. Sau khi đi qua A, hai chấn động trở thành đồng phương, tạo thành hiện tượng giao thoa.

SS.14. Khảo sát chấn động Elip.

Tại một điểm M trên màn E, ta có sự hợp của hai chấn động vuông góc. Ta khảo sát chấn động elip do sự hợp này.



H.28

Giả sử sau khi đi qua Nicol P, chấn động sáng có dạng $s = a \cos(\omega t)$.

Trong hình 28(b), các trục Ox_1 , Oy_1 song song với các trục quang học của hai bản tourmaline T1, T2. Các chấn động truyền qua T1 và T2 là hai thành phần vuông góc của chấn động s nên viết được dưới dạng:

$$x_1 = a \cos \alpha \cdot \cos \omega t = A \cos \omega t$$

$$y_1 = a \sin \alpha \cdot \cos \omega t = B \cos \omega t$$

$$\text{với } A = a \cos \alpha, \quad B = a \sin \alpha$$

Khi truyền tới M, hai quang lộ khác nhau nên không còn đồng pha nữa mà giữa chúng có một hệ số pha là

$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{2\pi(d_2 - d_1)}{\lambda}$$

Sau khi đổi gốc thời gian, hai chấn động khi tới M có thể viết như sau :

$$x = A \cos \omega t; \quad y = B \cos(\omega t - \varphi)$$

(các trục x và y lấy trên màn E, song song với các trục x_1 và y_1 , nghĩa là song song với hai trục quang học của hai bản tourmaline T1 và T2).

$$\begin{aligned} \text{Suy ra : } \frac{x}{A} \sin \varphi &= \cos \omega t \cdot \sin \varphi & (14.1) \\ \frac{x}{A} \cos \varphi &= \cos \omega t \cdot \cos \varphi \end{aligned}$$

và cộng

$$\frac{y}{B} - \frac{x}{A} \cos \varphi = \sin \omega t \cdot \sin \varphi \quad (14.2)$$

Bình phương 2 vế các phương trình (14.1) và (14.2), cộng lại và suy ra :

$$\frac{x^2}{A^2} - \frac{2 \cos \varphi}{AB} xy + \frac{y^2}{B^2} - \sin^2 \varphi = 0 \quad (14.3)$$

Đây là phương trình một conic có biệt số là

$$\Delta = b^2 - ac = \frac{\cos^2 \varphi - 1}{A^2 B^2} < 0$$

Vậy là phương trình của chấn động elip.

Ta xét một trường hợp quen thuộc trong các thí nghiệm là để phương chấn động OP hợp với các phương của 2 trục quang học của T1 và T2 các góc 45°.

$$\alpha = 45^\circ \Rightarrow A = B = \frac{a\sqrt{2}}{2}$$

Phương trình (5.21) trở thành

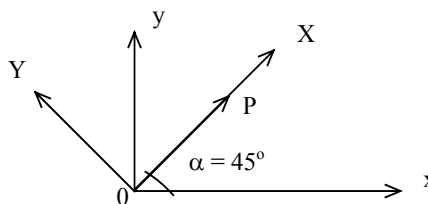
$$x^2 - 2 \cos \varphi . xy + y^2 - \frac{a^2}{2} \sin^2 \varphi = 0 \quad (14.4)$$

Chọn hệ trục mới :

OX theo phương OP,

OY thẳng góc với OP

Ta có :



H.29

$$X = x \cos \alpha + y \sin \alpha = \frac{\sqrt{2}}{2} (x + y)$$

$$= \frac{a}{2} [\cos \omega t + \cos (\omega t - \varphi)]$$

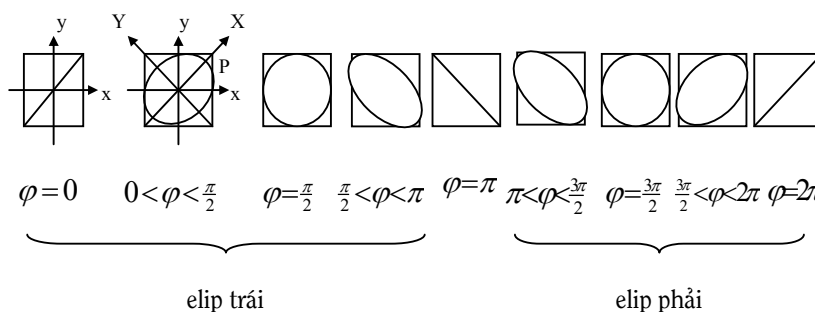
$$= a \cos \frac{\varphi}{2} \cos (\omega t - \frac{\varphi}{2})$$

$$Y = x \sin \alpha + y \cos \alpha = \frac{\sqrt{2}}{2} (-x + y)$$

$$= \frac{a}{2} [-\cos \omega t + \cos (\omega t - \varphi)] = a \sin \frac{\varphi}{2} \sin (\omega t - \frac{\varphi}{2})$$

$$\text{Suy ra } \frac{X^2}{a^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}} + \frac{Y^2}{a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}} = 1 \quad (14.5)$$

Đây là phương trình của elip có hai trục OX và OY, nội tiếp trong một hình vuông có cạnh là $a\sqrt{2}$, các nửa trục của elip là $a \cos \frac{\varphi}{2}$ và $a \sin \frac{\varphi}{2}$. Dạng của elip thay đổi theo trị số của φ , nghĩa là thay đổi theo vị trí của điểm M trên màn E.



Muốn xác định chiều của elip, ta xét :

$$y = B \cos(\omega t - \varphi)$$

$$\frac{dy}{dt} = -\omega B \sin(\omega t - \varphi)$$

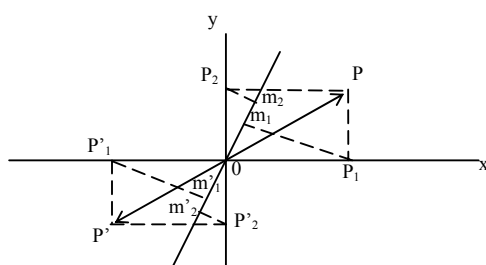
Tại P, ứng với $t = 0$, ta có

- Nếu $\dot{y} < 0$, elip có chiều ngược chiều quay của kim đồng hồ, ta gọi là elip trái.
- Nếu $\dot{y} > 0$, chiều của elip đồng chiều với chiều quay của kim đồng hồ, ta gọi là elip phải.

* Nhận xét : tại các điểm trên màn E ứng với $\varphi = k\pi$ (k = số nguyên), ta có chấn động thẳng. Tại các điểm ứng với $\varphi = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$, ta có chấn động tròn.

SS.15. Khảo sát cường độ sáng của vân.

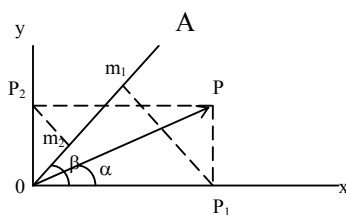
Tại mỗi điểm trên màn E, ta có sự hợp của hai chấn động vuông góc, cường độ sáng tại mọi điểm này bằng nhau, do đó không có vân giao thoa. Nhưng nếu ta quan sát màn E qua Nicol A thì lại thấy vân xuất hiện. Đó là vân giao thoa do sự hợp của hai thành phần o_m1 và o_m2 của các chấn động x và y chiếu xuống phương OA (phương chấn động cho bởi Nicol A).



H.30

Hệ thống vân rõ nhất khi ta có trường hợp $o_m1 = o_m2$ (hai biên độ bằng nhau).

Ta nhắc lại, các phương trình chấn động sáng khi đến M là :



$$x = A \cos \omega t$$

$$y = B \cos (\omega t - \varphi)$$

$$\text{với } A = a \cos \varphi, B = a \sin \varphi$$

Gọi φ là góc hợp bởi OA và Ox

Các chấn động trên sau khi qua Nicol A là :

$$s_1 = A \cos \beta \cos \omega t$$

$$s_2 = B \sin \beta \cos(\omega t - \alpha)$$

Chấn động tổng hợp :

$$s = s_1 + s_2 = A \cos \beta \cos \omega t + B \sin \beta \cos(\omega t - \alpha)$$

$$s = (A \cos \beta + B \sin \beta \cos \alpha) \cos \omega t + B \sin \beta \sin \alpha \sin \omega t$$

Cường độ sáng là :

$$I = (A \cos \beta + B \sin \beta \cos \alpha)^2 + B^2 \sin^2 \beta \sin^2 \alpha$$

- Khai triển và thu gọn, ta có thể viết dưới 2 dạng :

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\alpha - \beta) - \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (15.1)$$

$$\frac{I}{I_0} = \cos 2(\alpha + \beta) + \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \cdot \cos^2 \frac{\varphi}{2} \quad (15.2)$$

trong đó $I_0 = a^2$

Trong cả 2 công thức trên, số hạng thứ nhất không phụ thuộc (nghĩa là không tùy thuộc vị trí điểm quan sát M trên màn E. Các số hạng này biểu diễn độ sáng của nền. Trái lại, trong các số hạng thứ hai có chứa φ . Vậy sự thay đổi của cường độ I là do các số hạng này. Hệ thống vân rõ nhất khi nền đen, nghĩa là khi ta có $\cos 2(\alpha - \beta) = 0$ hay $\cos 2(\alpha + \beta) = 0$.

Xét công thức 15.1 : $\cos 2(\alpha - \beta) = 0$ ứng với $2(\alpha - \beta) = 90^\circ$. Đó là trường hợp OA và OP thẳng góc nhau (2 nicol thẳng góc).

Nếu $\alpha = 45^\circ$ thì $\beta = 135^\circ$: $\sin 2\alpha = 1$, $\sin 2\beta = -1$

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

Trong trường hợp này, ta quan sát thấy vân giữa tối

$$\left(\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = 0, I = 0\right)$$

- Xét công thức 15.2 : $\cos 2(\alpha + \beta) = 0$ ứng với $2(\alpha + \beta) = 90^\circ$ (các phương OA và OP cùng nằm trong một góc phần tư hợp bởi các trục Ox, Oy).

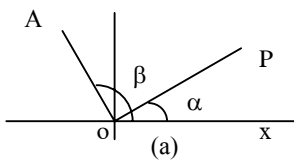
Nếu $\alpha = 45^\circ$ thì $\beta = 45^\circ$, $\sin 2\alpha = \sin 2\beta = 1$ (hai nicol song song: OA // OP).

$$I = I_0 \cos^2 \frac{\varphi}{2}$$

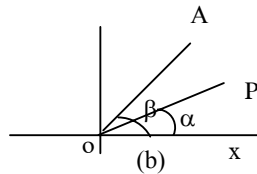
Trong trường hợp này, ta quan sát thấy vân giữa sáng

$$(\varphi = 0, I = I_0)$$

Lưu ý : Hai công thức (15.1) và (15.2) tương đương với nhau. Để cho tiện, ta dùng công thức thứ nhất nếu OP và OA nằm trong hai góc phần tư khác nhau hợp bởi các trục Ox và Oy. Dùng công thức thứ hai nếu OA và OP cùng ở trong một góc phần tư.



H.32



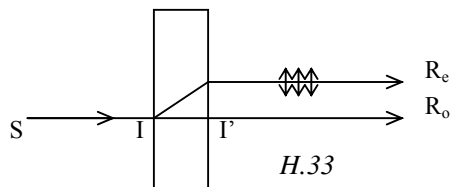
BẢN TINH THỂ MỎNG

SS.16. Phương ưu đãi.

Chiếu thẳng góc một chùm tia sáng song song, đơn sắc tới một bản tinh thể dị hướng, hai mặt song song, bề dày e . Ta được hai chùm tia ló có hai phương chấn động thẳng góc nhau (chùm tia thường R_o và chùm tia bất thường R_e).

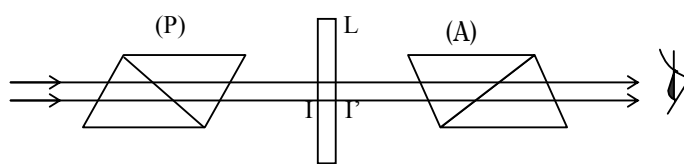
Nếu bề dày e bất thường sẽ trùng ánh sáng phân cực động vuông góc trên.

Ta có thể kiểm



nhỏ, hai chùm tia thường và nhau, ta được ánh sáng ló là elip do sự hợp của hai chấn

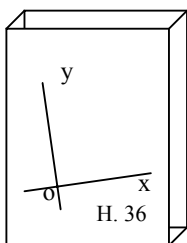
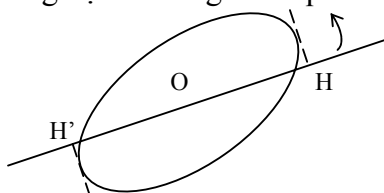
lại bằng thí nghiệm sau :



H.34

Cho một chùm tia sáng song song, đơn sắc đi qua hai Nicol P và A ở vị trí vuông góc. Mắt sẽ không nhận được ánh sáng. Giữa P và A, ta đặt vào một bản tinh thể dị hướng mỏng L, có hai mặt song song và thẳng góc với chùm tia sáng. Ta lại thấy ánh sáng tới mắt. Xoay nicol phân tích A, ta thấy cường độ ánh sáng ló biến thiên qua các cực đại và các cực tiểu nhưng không triệt tiêu. Điều này chứng tỏ ánh sáng đi ra từ bản tinh thể mỏng L là ánh sáng phân cực elip. Biên độ của chấn động ló ra khỏi nicol A được biểu diễn bởi hình chiếu OH của elip xuống phương OA (phương của mặt phẳng thiết diện chính của nicol A). Do đó, khi quay nicol A, cường độ ánh sáng ló đi qua các cực đại và các cực tiểu.

H.35

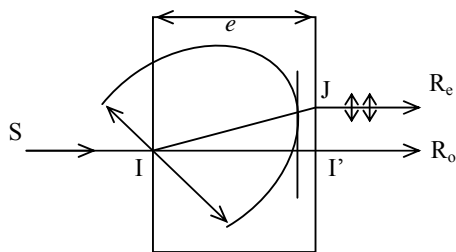


Bây giờ, ta giữ (P) và (A) ở vị trí thẳng góc và quay bản tinh thể L xung quanh phương truyền của tia sáng ta sẽ thấy có hai vị trí của bản L để không có ánh sáng ló ra khỏi nicol A. Hai vị trí này cách nhau một góc quay là 90° . Vậy ta có thể kết luận : trong tinh thể dị hướng có hai phương chấn động đặc biệt Ox và Oy thẳng góc nhau khi ánh sáng tới có phương chấn động song song với một trong hai phương này thì không bị thay đổi trạng thái phân cực (vẫn là phân cực thẳng như cũ) trong thí nghiệm trên, khi ta quay bản tinh thể L đến lúc phương Ox hoặc Oy song song với phương chấn động OP của ánh sáng tới thì ánh sáng phân cực này được đi qua không bị thay đổi. Ánh sáng ló khỏi (L) vẫn là ánh sáng phân cực thẳng OP do đó bị A hoàn toàn chặn lại.

Các phương Ox và Oy được gọi là các phương ưu đãi của bản tinh thể (các đường Ox và Oy còn được gọi là các đường trung hòa của bản tinh thể dị hướng).

SS.17. Hiệu quang lộ giữa tia thường và tia bất thường gây ra do bản tinh thể.

Giả sử ánh sáng chiếu tới bản mỏng là ánh sáng phân cực thẳng OP. Khi đi vào bản, chấn động OP được phân tích thành hai chấn động thành phần OP1 và OP2 theo các phương ưu đãi Ox, Oy. Các chấn động OP1, OP2 truyền qua bản tinh thể mà không bị biến đổi trạng thái phân cực và chính là các chấn động của tia thường và tia bất thường mà ta đã đề cập ở trên.



Hình 37

Hiệu quang lộ giữa hai tia khi đi qua bản là

(= IJ ner - I'J' neo mà IJ ner = I'J' neo (xem lại phần 5.8)

$$\delta = e (n_{en} - n_o) \quad (17.1)$$

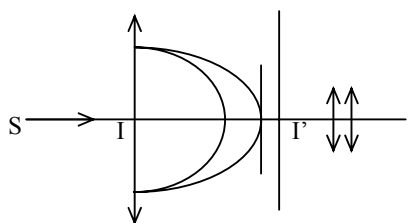
trong đó : n_{en} = chiết suất bất thường theo pháp tuyến

n_o = chiết suất thường

Hiệu số pha tương ứng là :

$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{2\pi e (n_{en} - n_o)}{\lambda}$$

Trong trường hợp đặc biệt trục quang học song song với các mặt của bản tinh thể, các tia thường và bất thường trùng nhau; tia bất thường thẳng góc với trục quang học nên $n_{en} = n_e$ (chiết suất bất thường chính).



H.38

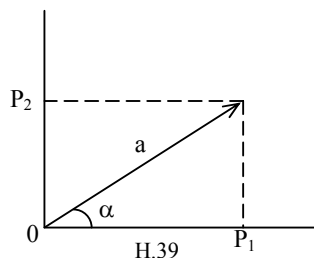
Khi đó : (= e ($n_e - n_o$)

Ta trở lại trường hợp chung ở trên. Như vậy ta thấy : khi đi vào bản tinh thể, hai chấn động thành phần OP1, OP2 đồng pha với nhau. Khi đi vào bản tinh thể dị hướng, chúng truyền đi với các vận tốc khác nhau nên trở thành lệch pha với nhau. Khi ló ra khỏi bản tinh thể, giữa chúng

có một hiệu số pha là (.

Sự tổng hợp 2 chấn động vuông góc và không đồng pha này tạo thành chấn động elip.

Giả sử chấn động OP1 song song với trục Ox và ứng với chiết suất nhỏ nghĩa là ứng với vận tốc truyền lớn. Trong trường hợp đó, trục Ox được gọi là trục nhanh, phân biệt với trục Oy là trục chậm.



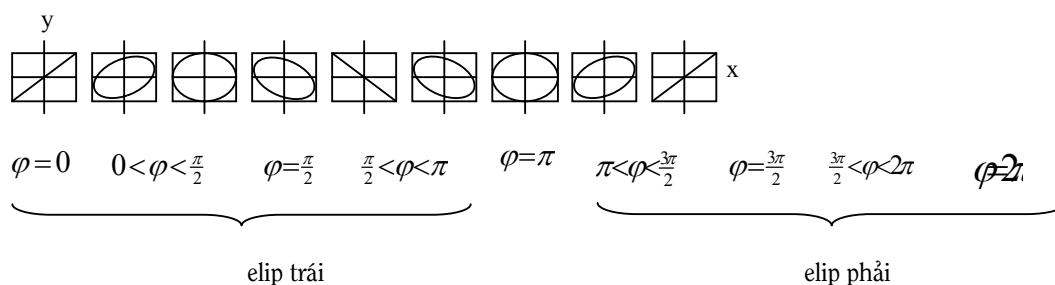
H.39

Nếu chấn động tới OP có biên độ là a thì các chấn động thành phần OP1, OP2 có các biên độ là $a \cos(\alpha)$, $a \sin(\alpha)$. Khi ló ra khỏi bản mỏng, các chấn động này có thể viết dưới dạng:

$$x = a \cos \alpha \cdot \cos \omega t ;$$

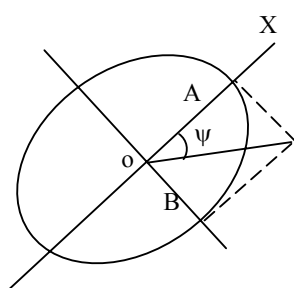
$$y = a \sin \alpha \cdot \sin (\omega t - \varphi)$$

Chấn động elip do sự hợp của hai chấn động này nội tiếp trong một hình chữ nhật có các cạnh là $2a \cos(\alpha)$ và $2a \sin(\alpha)$. Hình dạng và phương vị của elip thay đổi theo trị số của góc (và hiệu số vị tương (. Ở đây ta xét trường hợp giữ (không đổi, sự thay đổi của chấn động elip theo hiệu số vị tương (như hình vẽ 40.



H.40

Như vậy nếu bản tinh thể có cùng bản chất thì ta được các chấn động elip khác nhau ló ra khỏi bản tùy theo bề dày e của bản tinh thể.



Tỉ số $e = \frac{b}{a}$ giữa hai nửa trục của elip được gọi là elip tính của

chấn động. $e = \frac{b}{a} = \frac{\sin \Psi}{\cos \Psi} = \tan \Psi$

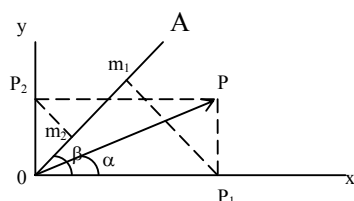
Tỉ số này để đo độ đẹp của elip, $\frac{b}{a}$ càng nhỏ, elip càng đẹp.

Khi $e = 0$, chấn động elip trở thành chấn động thẳng song song với trục Ox. Khi $e = 1$, chấn động elip trở thành chấn động tròn. Nếu $e > 1$, ta lại có chấn động elip, khi $e = \infty$, ta có chấn động thẳng song song với trục Oy.

- Nếu chấn động tới OP hợp với các đường trung hòa các góc 45° thì elip nội tiếp trong một hình vuông có cạnh $\frac{a}{\sqrt{2}}$. Các cạnh hình vuông song song với các trục Ox và Oy (đoạn 5.14)

SS.18. Chấn động elip truyền qua một nicol.

Trong trường hợp tổng quát, chấn động tới OP không song song với các phương ưu đãi Ox và Oy của bản tinh thể, chấn động ló ra khỏi bản là một chấn động elip. Cho chấn động này đi qua một nicol phân tích A (hình vẽ 34). Gọi α và β là các góc hợp bởi các phương chấn động OP và OA (ứng với nicol phân cực và nicol phân tích) với phương ưu đãi Ox, chứng minh như đoạn 5.15, ta tính được cường độ ánh sáng I ló ra khỏi nicol A bằng các công



H.42

thức:

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\beta - \alpha) - \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\beta + \alpha) + \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \cdot \cos^2 \frac{\alpha}{2}$$

với $I_0 = a^2$

SS.19. Các bản mỏng đặc biệt.

Giả sử chấn động tới có dạng : $s = a \cos(t)$

Khi đi vào bản mỏng tại I, các thành phần của chấn động OP theo 2 phương ưu đãi là :

$$OP_1 : x = a \cos \alpha \cdot \cos \omega t$$

$$OP_2 : y = a \sin \alpha \cdot \cos \omega t$$

Khi ló ra khỏi bản mỏng tại I', hai chấn động thành phần này không còn đồng pha nữa mà có một hiệu số pha là $(= 2\pi \frac{\delta}{\lambda})$

$$OP'_1 : x' = a \cos \alpha \cdot \cos \omega t$$

$$OP'_2 : y' = a \sin \alpha \cdot \cos (\omega t - \varphi)$$

Chấn động ló là tổng hợp của 2 chấn động thành phần này.

1. Bản sóng :

Nếu hiệu quang lộ (δ) bằng một bội số của λ , bản mỏng tinh thể dị hướng được gọi là một bản sóng.

$$\text{Chấn động tới : } x = a \cos(t) \cdot \cos(\alpha)$$

$$y = a \sin \alpha \cdot \cos \omega t$$

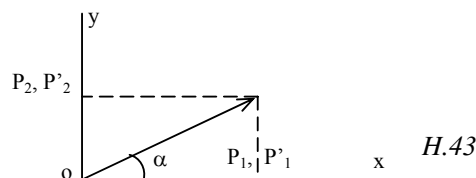
$$\text{Chấn động ló : } x = a \cos(t) \cdot \cos(\alpha)$$

$$y = a \sin \alpha \cdot \cos (\omega t - \varphi)$$

$$= a \sin \alpha \cdot \cos \omega t$$

$$\text{vì } \delta = k\lambda, \quad \varphi = k2\pi, \quad \cos (\omega t - \varphi) = \cos \omega t$$

Vậy chấn động ló vẫn là chấn động OP.



2. Bản nửa sóng :

Đó là bản mỏng tinh thể ứng với (δ) bằng một bội số lẻ của $\frac{\lambda}{2}$

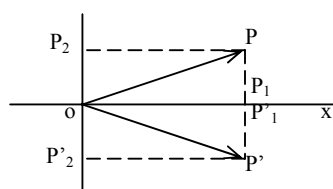
$$\text{Chấn động tới : } x = a \cos(t) \cdot \cos(\alpha)$$

$$y = a \sin \alpha \cdot \cos \omega t$$

$$\text{Chấn động ló : } x = a \cos(t) \cdot \cos(\alpha)$$

$$y = a \sin \alpha \cdot \cos (\omega t - \varphi) = - a \sin \alpha \cdot \cos \omega t$$

$$\text{vì } \delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad \varphi = (2k + 1)\pi, \quad \cos (\omega t - \varphi) = - \cos \omega t$$



Vậy chấn động ló là chấn động thẳng OP' đối xứng với chấn động tới OP qua các đường trung hòa.

H.44

3. Bản phân tư sóng : ứng với (bằng một bội số lẻ của $\frac{\lambda}{4}$

$$\delta = (2k + 1)\frac{\lambda}{4}, \quad \varphi = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$$

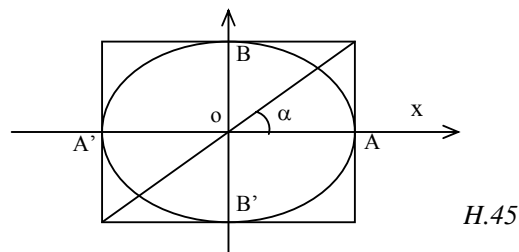
Lấy trường hợp ($= \frac{\pi}{2}$, các thành phần của chấn động ló theo các phương ưu đãi là :

$$x = a \cos \alpha \cdot \cos \omega t$$

$$y = a \sin \alpha \cdot \cos (\omega t - \varphi) = a \sin \alpha \cdot \sin \omega t$$

Suy ra : $\left(\frac{x}{a \cos \alpha}\right)^2 + \left(\frac{y}{a \sin \alpha}\right)^2 = 1$

Vậy chấn động ló là chấn động elip có hai trục là hai đường trung hòa của bản phân tư sóng.



Các nửa trục của elip là $a \cos(\alpha)$ và $a \sin(\alpha)$, do đó elip tính là

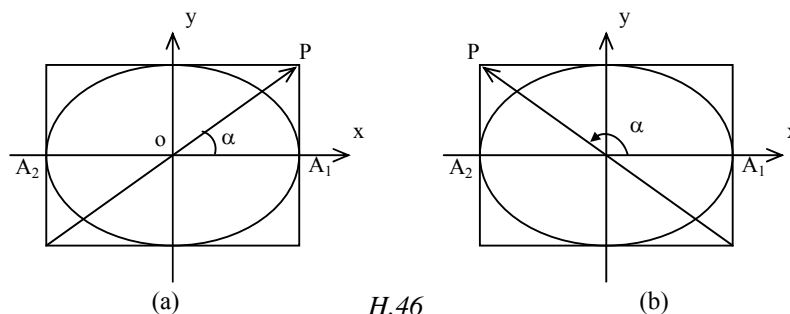
$$e = \tan \psi = \frac{OB}{OA} = \tan \alpha$$

là góc hợp bởi phương chấn động OP và trục nhanh. Ta thấy dạng của elip thay đổi theo góc α .

- Nếu ($= 0$ hay $\frac{\pi}{2}$, $e = 0$ hay ∞ , ánh sáng ló là ánh sáng phân cực thẳng, phương chấn động song song với trục Ox (ứng với ($= 0$) hay song song với trục Oy (ứng với ($= \frac{\pi}{2}$)).

Nếu ($= \frac{\pi}{4}$ hay $\frac{3\pi}{4}$, $e = 1$, ánh sáng ló là ánh sáng phân cực tròn.

Với bản $\frac{\pi}{4}$ sóng (trường hợp ($= G$), ta phân biệt hai trường hợp :



- Khi chấn động tới OP nằm trong góc phần tư thứ nhất hợp bởi các phương ưu đãi : Vào lúc $t = 0$, ta có $x_0 = a \cos(\alpha) > 0$, $y_0 = 0$ ứng với điểm A1. Ngoài ra G , nghĩa là khi đó y tăng. Vậy chiều quay của elip ngược chiều quay của kim đồng hồ. Ta có chấn động elip trái (hình 5.46a).

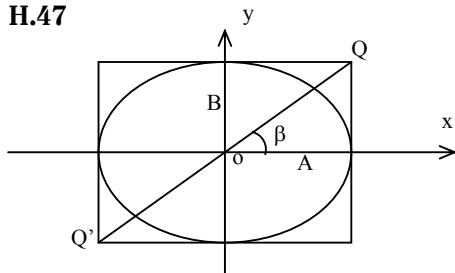
- Khi chấn động tới OP nằm trong góc phần tư thứ hai : Vào lúc $t = 0$, ta có $x_0 = a \cos(\alpha) < 0$, $y_0 = 0$ ứng với điểm A2. Ngoài ra G , nghĩa là y tăng. Vậy trong trường hợp này, chiều

quay trên elip cùng chiều với chiều quay của kim đồng hồ. Ta có chấn động elip phải (hình 5.46b).

Bây giờ ta xét tác dụng của bản phân tư sóng đối với ánh sáng tới là ánh sáng phân cực elip có hai trục song song với hai phương ưu đãi của bản phân tư sóng.

Chiếu thẳng góc một chùm tia sáng song song, đơn sắc, phân cực elip xuống một bản phân tư sóng L. Quay bản tinh thể L xung quanh phương truyền của chùm tia sáng tới một vị trí, giả sử có các phương ưu đãi song song với các trục của chấn động elip. Nếu chấn động tới là chấn động elip phải, các phương trình của chấn động có thể viết dưới dạng :

H.47



thể viết dưới dạng :

$$x = A \cos \omega t$$

$$y = -B \sin \omega t$$

Trong đó A và B là các nửa trục của elip trên các phương Ox và Oy.

Giả sử với bản L, ta có \bar{G} . Khi đi qua bản, hai chấn động thành phần trên có một hiệu số pha là \bar{G} với chấn động y là chấn động chậm pha. Phương trình của hai chấn động thành phần khi ló ra có dạng :

$$x = A \cos \omega t, \quad y = -B \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) = B \cos \omega t$$

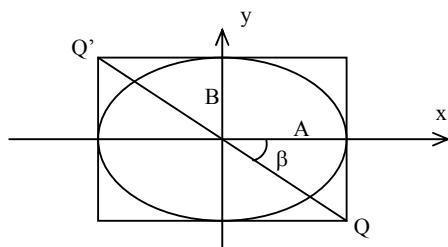
Suy ra \bar{c} (hằng số)

Vậy chấn động ló là một chấn động thẳng OQ nằm trong góc phần tư thứ nhất của 2 phương ưu đãi và hợp với trục nhanh Ox một góc là \bar{c} (với $\tan \bar{c} = \bar{G}$)

Nếu chấn động tới là elip trái, các phương trình là :

$$x = A \cos \omega t$$

$$y = B \sin \omega t$$



H.48

Các chấn động thành phần khi ló ra có dạng :

$$x = A \cos \omega t$$

$$y = B \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) = -B \cos \omega t$$

$$\text{Suy ra : } \frac{y}{x} = \frac{-B}{A}$$

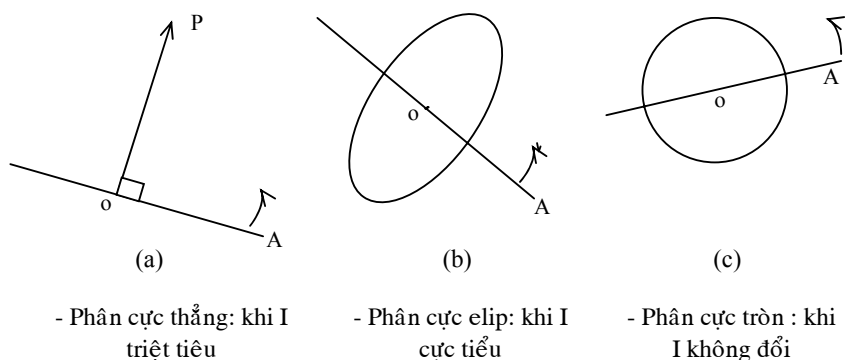
Ánh sáng ló là ánh sáng phân cực thẳng OQ nằm trong góc phần tư thứ hai có hệ số góc là \bar{G}

Trường hợp đặc biệt : Nếu ánh sáng tới là ánh sáng phân cực tròn (phải hoặc trái) thì ánh sáng ló là ánh sáng phân cực thẳng song song với các phân giác của các góc phần tư thứ nhất hoặc thứ hai.

SS.20. Phân biệt các loại ánh sáng phân cực.

Muốn phân biệt tính phân cực của một chùm tia sáng, ta cho chùm tia phân cực này đi qua một nicol phân tích A. Quay nicol A quanh phương truyền của tia sáng.

- ♦ Nếu có một vị trí của A chặn lại hoàn toàn ánh sáng (mắt thấy tối đen), ta kết luận ánh sáng tới nicol là ánh sáng phân cực thẳng (hình 49a)
- ♦ Nếu không thấy vị trí nào của A chặn lại được hoàn toàn ánh sáng nhưng thấy cường độ ánh sáng ló có các cực đại và cực tiểu (mắt thấy khi sáng nhất, khi tối nhất nhưng không tối đen). Trong trường hợp này ánh sáng tới A là ánh sáng elip (hình 49b).
- ♦ Nếu thấy cường độ ánh sáng ló không thay đổi (mắt thấy thị trường luôn sáng đều) khi quay nicol phân tích A, ta kết luận ánh sáng tới A là ánh sáng phân cực tròn (hình 49c).



H.49

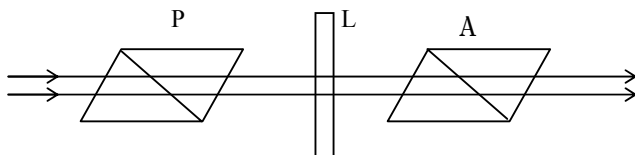
Chú ý rằng : Trong trường hợp tổng quát, khi chiếu một chùm tia sáng qua nicol phân tích A và quay nicol A như trên mà thấy cường độ ánh sáng ló ra khỏi A không thay đổi thì ánh sáng tới A có thể là ánh sáng phân cực tròn, nhưng cũng có thể là ánh sáng tự nhiên.

Muốn phân biệt hai trường hợp này, ta cho chùm tia sáng đi qua một bản phần tư sóng. Nếu ánh sáng tới là ánh sáng phân cực tròn thì sau khi qua bản phần tư sóng trở thành ánh sáng phân cực thẳng nên ta có thể làm cường độ sáng triệt tiêu bằng một nicol phân tích. Nếu ánh sáng tới là ánh sáng tự nhiên thì ta không thể làm triệt tiêu cường độ ánh sáng ló được.

SS.21. Tác dụng của bản tinh thể dị hướng đối với ánh sáng tạp - Hiện tượng phân cực màu.

Trong các phần trên, ta chỉ đề cập tới tác dụng của bản tinh thể dị hướng đơn trục đối với một ánh sáng đơn sắc. Trong phần này ta đề cập tới trường hợp ánh sáng tạp.

Chiếu một chùm ánh sáng trắng song song qua một hệ thống gồm một nicol phân cực P, một bản tinh thể dị hướng L (như thạch anh hoặc đá băng lan), một nicol phân tích A.



H.5

Sau khi qua nicol P, ánh sáng vẫn là ánh sáng trắng nhưng là phân cực thẳng, chấn động theo phương OP, gồm tất cả các độ dài sóng từ tím tới đỏ. Ứng với mỗi một độ dài sóng, hiệu số pha giữa các chấn động theo hai phương ưu đãi Ox và Oy do sự truyền qua bản tinh thể L là :

$$\varphi = \frac{2\pi(n_{en} - n_o)e}{\lambda}$$

Khi đi từ độ dài sóng tím tới độ dài sóng đỏ, hiệu số $n_{en} - n_o$ biến thiên không đáng kể, do đó ta có thể coi hiệu số pha biến thiên tỷ lệ nghịch với độ dài sóng.

Để cụ thể, ta xét một đơn sắc có độ dài sóng λ . Khi ra khỏi P, chấn động thẳng này giả sử có biên độ a (ứng với cường độ $I = a^2$). Bản tinh thể L biến chấn động thẳng này thành chấn động elip có các chấn động thành phần theo hai phương ưu đãi của bản L có biên độ là $a \cos(\beta)$ và $a \sin(\beta)$ (β là góc hợp bởi phương chấn động OP với phương ưu đãi Ox). Cường độ của ánh sáng ló ra khỏi tinh thể dị hướng L là $(a \cos(\beta))^2 + (a \sin(\beta))^2 = a^2 = I$, nghĩa là bằng cường độ của ánh sáng tới bản.

Nếu ta xét tất cả các đơn sắc từ tím tới đỏ thì β biến thiên theo λ , do đó chấn động elip ló ra khỏi bản L, ứng với các độ dài sóng, có dạng và phương vị khác nhau.

Gọi α là góc hợp bởi phương chấn động OA xác định bởi nicol phân tích A và phương ưu đãi Ox của bản L. Cường độ ánh sáng ló ra khỏi nicol A ứng với đơn sắc có độ dài sóng λ là :

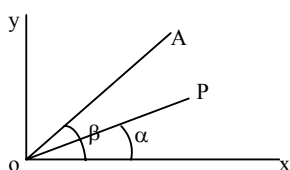
$$I = I_\lambda \left[\cos^2(\beta + \alpha) + \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \cdot \cos^2 \frac{\varphi}{2} \right]$$

hay

$$I = I_\lambda \left[\cos^2(\beta - \alpha) - \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right]$$

Xét một dải độ dài sóng vi phân $d\lambda$ ở trong khoảng λ và $\lambda + d\lambda$ và xét ánh sáng ló ra khỏi bản L. Vì $d\lambda$ rất nhỏ nên có thể coi các độ dài sóng ở trong khoảng này có cùng cường độ I . Cường độ sáng dI gây ra bởi cả dải $d\lambda$ thì tỉ lệ với $I\lambda$ và với $d\lambda$, do đó dI có thể viết :

$$dI = I\lambda d\lambda.$$



H.5

Cường độ này sau khi ló ra khỏi nicol phân tích A trở thành (giả sử OP và OA cùng nằm trong một góc phần tư hợp bởi hai phương Ox, Oy) :

$$dJ = I_\lambda \left[\cos^2(\beta + \alpha) + \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \cdot \cos^2 \frac{\varphi}{2} \right] d\lambda$$

Cường độ gây ra bởi tất cả các độ dài sóng từ tím tới đỏ là :

$$J = \cos^2(\beta + \alpha) \int I_{\lambda} . d\lambda + \sin 2\alpha . \sin 2\beta . \int I_{\lambda} . \cos^2 \frac{\varphi}{2} . d\lambda$$

Dấu (lấy từ độ dài sóng tím tới độ dài sóng đỏ.

(I(d(là cường độ của chùm tia sáng ló ra khỏi bản L gồm tất cả các độ dài sóng từ tím tới đỏ, do đó ứng với ánh sáng trắng. Vậy số hạng đầu là cường độ của nền trắng.

Số hạng thứ hai có chứa (là cường độ của ánh sáng màu.

Khi cường độ của nền trắng triệt tiêu, ta ở trong điều kiện quan sát tốt nhất. Muốn vậy, ta để các nicol P và A ở các vị trí ứng với (= (= 45o.

Khi đó

$$J_1 = \int I_{\lambda} \cos^2 \frac{\varphi}{2} . d\lambda$$

Màu ta nhìn thấy qua nicol phân tích A là một màu tập hợp bởi các đơn sắc ló ra khỏi A. Cường độ của mỗi đơn sắc này khi ló ra khỏi A thì khác nhau và được tính bởi công thức

$$I = I_{\lambda} \cos^2 \frac{\varphi}{2}$$

Các đơn sắc có cường độ ánh sáng ló triệt tiêu ứng với :

$$\varphi = (2k + 1)\pi \quad \text{hay} \quad \delta = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}$$

Trong điều kiện gần đúng, vì nen - no thay đổi không đáng kể theo độ dài sóng, nên ta có thể coi (= (nen - no) e độc lập với độ dài sóng khi ta xét từ độ dài sóng tím tới độ dài sóng đỏ. Giả sử bản tinh thể L khá mỏng có bề dày e sao cho (= 1((đối với mọi độ dài sóng).

Với bản này, các đơn sắc có cường độ ló ra khỏi A triệt tiêu ứng với :

$$\delta = (2k + 1) \lambda = 1\mu$$

$$\text{suy ra : } \lambda = \frac{2\lambda}{2k+1} \mu$$

Nếu lấy độ dài sóng các ánh sáng thấy được ở trong khoảng 0,4(tới 0,8(, ta có :

$$0,4\mu \leq \frac{2}{2k+1} \leq 0,8\mu$$

$$\text{suy ra : } 0,75 \leq k \leq 2$$

k là một trị số nguyên nên lấy hai giá trị : 1 và 2.

Vậy ta chỉ có hai đơn sắc có cường độ triệt tiêu ứng với các độ dài sóng (1 = 0,67(và (2 = 0,4μ

Các đơn sắc có cường độ cực đại ứng với $\cos\varphi/2 = \pm 1$ hay $\varphi = k2\pi$, $\delta = k\pi = 1\mu$ (vẫn theo giả thuyết trên).

$$\Rightarrow \quad 0,4\mu \leq \lambda = \frac{1}{k} \leq 0,8\mu$$

$$\text{hay} \quad \frac{1}{0,8} \leq k \leq \frac{1}{0,4}$$

$$1,25 \leq k \leq 2,5$$

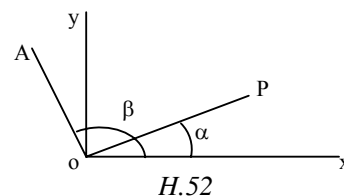
Suy ra k = 2. Ta chỉ có một đơn sắc có cường độ ló ra cực đại ứng với độ dài sóng (3 =

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{2} = 0,5\mu$$

Như vậy, ánh sáng ló ra khỏi A sẽ có màu tạp nào đó, chứ không thể có màu trắng bậc trên. Đó là màu ta nhìn thấy ở bản L qua nicol phân tích A.

- Trường hợp OP và OA nằm trong hai góc phản tư khác nhau.

Cường độ ánh sáng ló ra khỏi A ứng với dải $d\lambda$ (được viết dưới dạng :



$$dJ = I_{\lambda} [\cos^2(\beta - \alpha) - \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2}] d\lambda$$

Cường độ gây ra bởi tất cả các độ dài sóng từ tím tới đỏ là :

$$J = \cos^2(\beta - \alpha) \int I_{\lambda} d\lambda - \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \int I_{\lambda} \sin^2 \frac{\varphi}{2} d\lambda$$

Số hạng thứ nhất biểu diễn cường độ nền sáng trắng. Số hạng thứ hai biểu diễn cường độ ánh sáng màu tạp.

Ta quan sát tốt nhất khi $\varphi = 450$ và $\varphi = 1350$, lúc đó cường độ nền sáng trắng triệt tiêu, $\sin 2\varphi = 1$, $\sin 2\beta = -1$.

$$J_2 = \int I_{\lambda} \sin^2 \frac{\varphi}{2} d\lambda$$

Nếu ta vẫn dùng bản tinh thể mỏng ứng với $\varphi = 1$ (như thí dụ ở trên, thì ta thấy đơn sắc 0,5 (lúc này cho cực đại, bây giờ bị triệt tiêu cường độ. Ngược lại các đơn sắc 0,67 (và 0,4 (lúc này bị triệt tiêu cường độ bây giờ lại có cường độ ló ra khỏi A cực đại. Nhìn qua nicol phân tích A, ta thấy bản L có một màu xác định, vẫn là một màu tạp nhưng khác với màu nhìn được trong trường hợp trên.

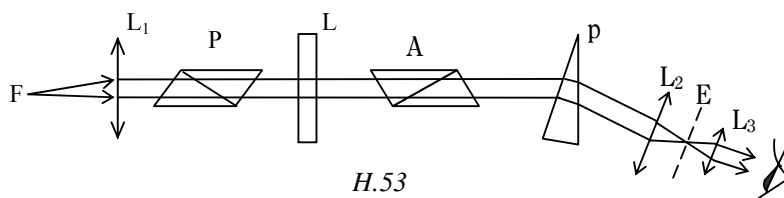
Nếu ta chồng chập hai màu có trong hai trường hợp ta sẽ được màu trắng. Thực vậy :

$$J_1 + J_2 = \int I_{\lambda} \cos^2 \frac{\varphi}{2} d\lambda + \int I_{\lambda} \sin^2 \frac{\varphi}{2} d\lambda = \int I_{\lambda} d\lambda$$

Vì vậy hai màu trên được gọi là hai màu hổ hổ của nhau (hợp với nhau thì thành ánh sáng trắng). Hiện tượng nhìn thấy màu trên các bản mỏng dị hướng như trên được gọi là hiện tượng phân cực màu.

- Nếu bản khá dày, bằng cách lý luận tương tự các thí dụ trên, ta thấy số đơn sắc cho cường độ cực đại và số đơn sắc cho cường độ triệt tiêu khá nhiều khi ló ra khỏi nicol phân tích A. Các độ dài sóng cho cường độ cực đại và triệt tiêu này phân bố đều trong quang phổ từ tím tới đỏ. Vì vậy ánh sáng đi ra khỏi A là ánh sáng trắng cao đẳng.

SS.22. Khảo sát quang phổ trong hiện tượng phân cực màu.



Ta thiết trí dụng cụ như hình vẽ H.53. Nguồn sáng trắng là một khe F thẳng góc với mặt phẳng của hình vẽ, tại vị trí tiêu điểm của một thấu kính hội tụ L_1 . Chùm tia sáng trắng song song ló ra khỏi L_1 đi qua hệ thống nicol phân cực P, bản tinh thể dị hướng L, nicol phân tích A. Sau đó đi qua một kính quang phổ. Lăng kính p cho ta một quang phổ hiện ra ở mặt phẳng tiêu E của thấu kính L_2 và ta quan sát quang phổ này bằng thị kính L_3 . Trong trường hợp tổng quát, ta quan sát thấy một quang phổ vân với những vạch tối. Bản L càng dày số vạch tối càng nhiều, dải đều trên quang phổ.

Bỏ qua sự giảm cường độ sáng do sự hấp thụ hay phản chiếu khi đi qua kính quang phổ, cường độ sáng tại điểm quan sát M trên màn E là :

$$\text{hay } I = I_\lambda \left[\cos^2(\beta + \alpha) + \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \cdot \cos^2 \frac{\varphi}{2} \right]$$

$$I = I_\lambda \left[\cos 2(\beta - \alpha) - \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right]$$

Vị trí các đơn sắc trong quang phổ tùy thuộc độ dài sóng của chúng và không tùy thuộc các góc (α, β) . Vì vậy khi ta quay nicol P hoặc A, vị trí các vạch sáng và các vạch tối không dời chỗ mà chỉ thay đổi về độ sáng mà thôi.

Ở một trường hợp bất kỳ, trong các công thức tính cường độ I tại một điểm M trên quang phổ, số hạng thứ nhất $I \cos^2((\beta + \alpha))$ không triệt tiêu, do đó các vạch tối (ứng với $\cos = 0$ hay $\sin = 0$) không tối đen hoàn toàn. Ta có một quang phổ vân trên cái nền là một quang phổ liên tục. Muốn quan sát quang phổ vân tốt nhất, ta phải loại bỏ nền quang phổ liên tục này. Đó chính là hai trường hợp : $(\beta - \alpha) = 45^\circ$ và $(\beta - \alpha) = 135^\circ$ đã khảo sát ở trên.

Giả sử lúc ban đầu ta để các nicol P và A ở các vị trí có $(\beta - \alpha) = 45^\circ$. Và quan sát quang phổ, ta thấy 2 vạch hoàn toàn tối đen ở các vị trí ứng với (1 và (2. Bây giờ quay nicol theo chiều mũi tên để $(\beta - \alpha)$ tăng, vị trí các màu trong quang phổ không thay đổi nhưng các vạch (1 và (2 không hoàn toàn tối đen nữa vì cường độ nền tăng lên, quang phổ vân mờ dần. Khi OA trùng với Oy, $(\beta - \alpha) = 90^\circ$, $\sin 2(\beta - \alpha) = 0$.

Trong công thức

$$J = \cos^2(\beta + \alpha) \int I_\lambda d\lambda + \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \int I_\lambda \cos^2 \frac{\varphi}{2} d\lambda$$

Số hạng thứ hai triệt tiêu: quang phổ vân biến mất, ta thấy một quang phổ liên tục.

- ◆ Khi quay để $(\beta - \alpha) > 90^\circ$, quang phổ vân lại xuất hiện, mới đầu mờ, sau rõ dần. Khác với trường hợp trên, ở các vị trí lúc trước có vạch tối, bây giờ có vạch sáng ((1 và (2) và ngược lại trước có vạch sáng, bây giờ có vạch tối ((3).
- ◆ Khi $(\beta - \alpha) = 135^\circ$, OA (OP, $\cos 2((\beta - \alpha)) = 0$, cường độ nền triệt tiêu, vạch (3 hoàn toàn tối đen. Quang phổ này được gọi là quang phổ hõ bỏ của quang phổ lúc đầu.

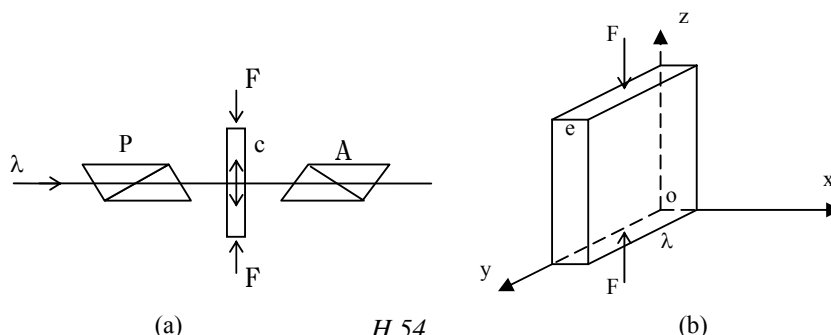
Tiếp tục quay nicol A, quang phổ vân lại mờ dần và biến mất khi OA song song với Ox.

HIỆN TƯỢNG LƯỠNG CHIẾT NHÂN TẠO

SS.23. Lưỡng chiết do sự nén.

Các môi trường dị hướng ta đã xét ở các phần trên hầu hết là những môi trường kết tinh. Trong các môi trường này, chính sự dị hướng trong sự cấu trúc tinh thể đưa đến tính dị hướng quang học. Vì vậy, nếu ta dùng một lực nén tác dụng vào một môi trường đẳng hướng để tạo một sự bất đối xứng trong môi trường này thì sẽ gây ra được hiện tượng chiết quang kép giống như một tinh thể dị hướng tự nhiên.

Thí nghiệm dưới đây chứng tỏ hiện tượng lưỡng chiết nhân tạo nói trên.



Cho một chùm tia sáng song song, đơn sắc đi qua một hệ thống hai nicol P và A chéo góc. Như vậy sẽ không có ánh sáng ló ra khỏi A. Bây giờ giữa hai nicol P và A, đặt một khối thủy tinh C đẳng hướng: vẫn không có ánh sáng ló ra khỏi A. Nhưng nếu ta tác dụng vào các mặt trên và dưới của khối C một lực nén đều \vec{G} theo phương Oz thì khi đó lại thấy ánh sáng đi qua A. Điều này chứng tỏ dưới tác dụng của lực nén \vec{G} , phương Oz trong khối thủy tinh C có tính chất khác với các phương khác và khối C trở thành môi trường dị hướng.

Thí nghiệm cho biết dưới tác dụng của sức nén như trên, khối C giống như một môi trường đơn trục, có trục quang học song song với phương của lực nén.

Ánh sáng phân cực thẳng OP chiếu tới khối thủy tinh C theo phương Ox, khi ló ra khỏi C, trở thành ánh sáng phân cực elip, do đó một phần ánh sáng ló ra khỏi nicol A.

Nếu ta triệt tiêu lực nén \vec{G} , thủy tinh trở lại đẳng hướng như cũ.

Thí nghiệm cho biết độ chiết quang kép $n_e - n_o$ sinh ra do sự nén thì tỉ lệ với áp suất p tác dụng lên môi trường.

$$(n = n_e - n_o = k(p, \quad k = \text{hằng số tỷ lệ})$$

$$\Delta n = k \lambda \frac{F}{S} = k \lambda \frac{F}{e \cdot l}$$

Hiệu lộ giữa các tia bất thường và thường khi đi qua khối C là:

$$\delta = (n_e - n_o)e = k \lambda \frac{F}{l}$$

Trong đó : n_e = chiết suất bất thường chính, ứng với phương chấn động song song với phương của lực nén.

n_o = chiết suất thường, ứng với phương chấn động thẳng góc với phương của lực nén.

Hằng số k tùy thuộc bản chất của môi trường chịu nén và tùy thuộc độ dài sóng của ánh sáng truyền qua, có thể dương hay âm.

- ♦ Khi $k > 0$, $n_e > n_o$, $v_e < v_o$: môi trường chịu nén có tính dị hướng giống như một tinh thể dương (như thạch anh).
- ♦ Ngược lại, nếu $k < 0$, $n_e < n_o$, $v_e > v_o$: môi trường trở thành giống tinh thể âm (như đá băng lan).

Thí dụ với thủy tinh và khi dùng ánh sáng vàng ($\lambda = 0,6 \times 10^3 \text{ nm}$, áp suất p tính ra kg lực/mm², k có trị số -0,05).

Với một áp suất $p = 1 \text{ kg lực/mm}^2$, độ lưỡng chiết là

$$\Delta n = |n_e - n_o| = |k| \lambda p = 0,05 \times 0,6 \times 10^{-3} \times 1 = 3 \times 10^{-5}$$

Ta thấy trị số này nhỏ so với độ lưỡng chiết trong các chất dị hướng thiên nhiên (thí dụ : đá băng lan có $n = 0,173$).

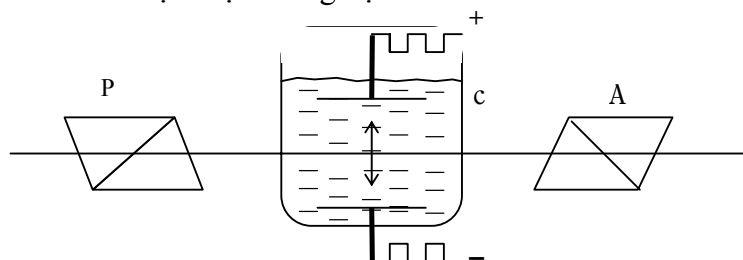
Ta lưu ý : n_o là chiết suất ứng với tia thường khi thủy tinh đã trở thành dị hướng do sự nén, không được nhầm với chiết suất n của thủy tinh khi không bị nén. Ta có $n_e > n$ và $n_o > n$.

Hiện tượng phân cực nén này được ứng dụng trong kỹ nghệ cơ khí để khảo sát sức nén trên các bộ phận trong các máy móc khi máy hoạt động.

SS.24. Lưỡng chiết điện (hay hiệu ứng Kerr).

Đây là hiện tượng một chất lỏng đẳng hướng trở thành dị hướng khi được đặt trong một điện trường. Hiện tượng này được khảo sát lần đầu tiên bởi Kerr năm 1875 nên được gọi là hiệu ứng Kerr.

Ta có thể thực hiện thí nghiệm như sau :



H.55

Chậu C chứa một chất lỏng đẳng hướng, nitrobenzen chẳng hạn, điện trường tác dụng vào chất lỏng gây ra do hai cốt của một máy tụ điện. Hệ thống này được gọi là tế bào Kerr và được đặt giữa hai nicol P và A ở vị trí chéo góc. Nếu không có điện trường (hai cốt của máy tụ điện không tích điện), dĩ nhiên không có ánh sáng ló ra khỏi A. Cho máy tụ điện tích điện để tạo một điện trường giữa hai cốt máy, ta thấy có ánh sáng ló ra khỏi A. Khi đó chất lỏng giữa hai cốt máy tụ điện đã trở thành dị hướng, có các tính chất quang học giống như một tinh thể đơn trục có trục quang học song song với phương của điện trường. Ánh sáng ló ra khỏi chất lỏng là ánh sáng elip, do đó một phần ánh sáng đi qua nicol A.

Khi đi vào chất lỏng ở trong điện trường, chấn động thẳng OP bị tách làm hai chấn động theo hai phương ưu đãi, truyền đi với hai vận tốc khác nhau v_o và v_e . Tia thường chấn động thẳng góc với điện trường, ứng với chiết suất n_o . Tia bất thường chấn động song song với điện trường, ứng với chiết suất bất thường chính n_e .

Thí nghiệm cho biết, ứng với một độ dài sóng λ , độ lưỡng chiết ($n = n_e - n_o$ tỉ lệ với bình phương của điện trường E).

$$\Delta n = n_e - n_o = B \lambda E^2$$

B được gọi là hằng số Kerr, tùy thuộc bản chất của chất lỏng, độ dài sóng (và nhiệt độ : B tăng khi ta xét từ ánh sáng đỏ tới ánh sáng tím và giảm khi nhiệt độ tăng.

Vì (n tỉ lệ với E² nên dấu của (n không tùy thuộc chiều của điện trường. Hầu hết các chất lỏng, dưới tác dụng của điện trường, có tính chất dị hướng giống như các tinh thể dương đơn trục, nghĩa là có $n_e > n_o$ hay $B > 0$. Chỉ có vài chất lỏng có $B < 0$ (thí dụ ether).

Hiệu quang lộ giữa 2 chấn động ưu đãi khi đi qua chất lỏng là :

$$\delta = (n_e - n_o) l$$

l = bề dài của cột máy tụ điện

Độ lưỡng chiết (n trong hiện tượng lưỡng chiết điện rất nhỏ so với độ lưỡng chiết của các chất dị hướng thiên nhiên kết tinh. Hiện tượng này cũng thấy với một số chất khí nhưng độ lưỡng chiết sinh ra trong trường hợp này rất nhỏ.

a) Lý thuyết của hiện tượng lưỡng chiết điện:

Các phân tử của các chất lỏng, hay chất khí, trong hiện tượng lưỡng chiết điện đã có tính dị hướng. Khi không có tác dụng của điện trường ngoài, các phân tử này do sự dao động nhiệt hỗn loạn phân bố tự do theo mọi hướng, do đó nên xét toàn thể thì môi trường được coi như đẳng hướng (hình 56a).



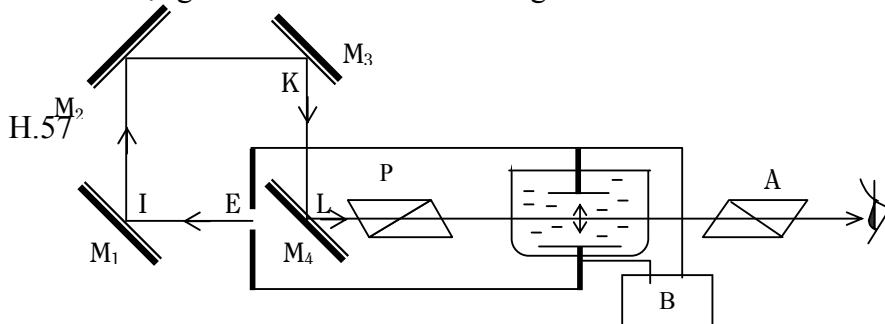
(a) H.56 (b)

Khi chất lỏng (hay chất khí) này được đặt trong một điện trường \vec{E} thì các phân tử được định hướng theo phương song song với điện trường \vec{E} (tác dụng của điện trường trên các phân tử phân cực hay các lưỡng cực điện - hình 56b), nghĩa là trong môi trường xuất hiện một phương có tính phân cực mạnh hơn các phương khác : môi trường đã trở thành dị hướng. Nếu ta đổi chiều điện trường \vec{E} thì các phân tử sẽ quay đi một góc 180° nhưng tính phân cực của môi trường thì không có gì thay đổi. Ngoài ra, nếu nhiệt độ càng cao thì sự dao động nhiệt càng mạnh do đó sự định hướng của các phân tử càng kém, hằng số Kerr B có trị số càng nhỏ.

b) Đo thời gian kéo dài của hiện tượng kerr:

Sự phân cực do điện trường không lập tức chấm dứt khi điện trường gây ra nó triệt tiêu mà còn kéo dài một thời gian. Người ta đã đo thời gian kéo dài thêm bằng thí nghiệm sau (hình 57).

Tế bào Kerr đặt giữa hai nicol P và A chéo góc.



Hai cốt của máy tụ điện của tế bào Kerr được nối với hai đầu của một cái phóng tia lửa điện E, và được tích điện nhiều lần trong một giây nhờ một cuộn cảm ứng B. Khi hiệu điện thế giữa hai cốt máy tụ điện đủ mạnh, máy tụ điện sẽ phóng điện : E phát ra một tia lửa điện và hiệu điện thế giữa hai cốt máy tụ điện triệt tiêu. Ánh sáng phát ra từ E, phản chiếu trên các gương M1, M2, M3, M4, đi một lộ trình $D = EIJKLP$ trước khi tới tế bào Kerr. Như vậy, ánh sáng của các tia lửa điện phóng ra bởi E đi vào tế bào Kerr sau một thời gian $t = \frac{D}{c}$ kể từ lúc điện trường trong chất lỏng của tế bào bị triệt tiêu. (c là vận tốc ánh sáng)

Ta gọi τ (= thời gian hiện tượng lưỡng chiết điện còn tồn tại trong chất lỏng sau khi điện trường đã triệt tiêu. Nếu $t < \tau$, vì hiện tượng lưỡng chiết điện còn tồn tại nên ánh sáng phân cực thẳng OP đi qua tế bào Kerr trở thành ánh sáng elip, do đó có ánh sáng đi qua A. Ngoài ra sự phóng điện xảy ra nhiều lần trong một giây nên mắt sẽ thấy sáng liên tục. Nếu $t > \tau$, khi ánh sáng tới tế bào Kerr, hiện tượng lưỡng chiết điện đã chấm dứt : sau khi đi qua tế bào Kerr, ánh sáng vẫn là phân cực thẳng OP, nên bị nicol A chặn lại : mắt thấy tối.

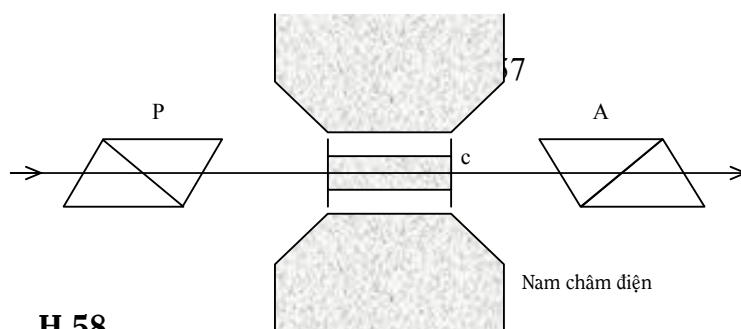
Cách đo A như sau: lúc đầu ta để các gương M1, M2 gần các gương M3, M4 để quang lộ D ngắn, thời gian t nhỏ hơn thời gian τ , mắt thấy sáng liên tục. Di chuyển tịnh tiến các gương M1, M2 ra xa M3 và M4, ta thấy cường độ ánh sáng ló ra khỏi A giảm đi rất nhanh, nghĩa là hiện tượng lưỡng chiết điện giảm đi rất nhanh khi D tăng. Ta thấy tối khi khoảng cách D (4 mét. Khi đó $t = \tau$.

$$\tau = \frac{D}{c} \approx \frac{4}{3 \times 10^8} \approx 10^{-8} \text{ giây}$$

Thời gian này thực ra chỉ là giới hạn trên của τ (vì các tia lửa điện cũng kéo dài một thời gian chứ không tắt lập tức. Các phép đo về sau chính xác hơn cho các trị số τ (ở trong khoảng 10-10 giây và 10-11 giây.

Hiện tượng Kerr được ứng dụng để đo các thời gian rất ngắn, được dùng trong kỹ nghệ phim nói (ghi âm thanh lên phim chiếu bóng).

SS.25. Lưỡng chiết từ.



H.58

Dưới tác dụng của một từ trường, một chất lỏng đẳng hướng có thể trở thành dị hướng, thí dụ Nitrobenzen.

Để khảo sát, ta có thể sắp đặt các dụng cụ như hình vẽ 5.58. Các nicol P và A ở vị trí chéo góc nhau. Chất lỏng đựng trong một ống C, đặt giữa hai cực của một nam châm điện mạnh. Chùm tia sáng đi qua hệ thống thẳng góc với từ trường.

Thí nghiệm cho biết, tương tự hiện tượng lưỡng chiết điện, độ lưỡng chiết sinh ra do tác dụng của từ trường vào chất lỏng thì tỉ lệ với độ dài sóng λ (của ánh sáng và tỉ lệ với bình phương của cường độ từ trường H.

$$n = n_e - n_o = C \lambda H^2$$

C là một hằng số tùy thuộc bản chất của chất lỏng, độ dài sóng (của ánh sáng và nhiệt độ và có thể âm hay dương.

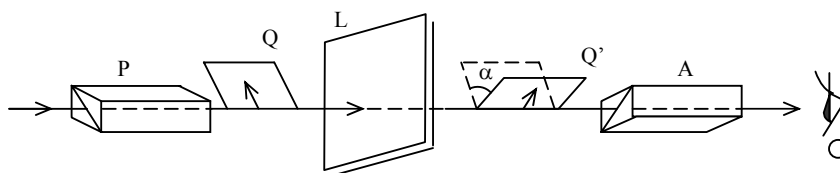
Một trong hai phương chấn động ưu đãi song song với phương của từ trường.

Ta có thể giải thích hiện tượng lưỡng chiết từ, tương tự hiện tượng lưỡng chiết điện, bằng thuyết định hướng phân tử.

PHÂN CỰC QUAY TỰ NHIÊN

SS.26. Thí nghiệm về phân cực quay.

Năm 1811, Arago đã thực hiện thí nghiệm sau về hiện tượng phân cực quay tự nhiên.



H.59

Chiếu một chùm tia sáng song song, đơn sắc, đi qua một hệ thống gồm hai nicol P và A đặt chéo góc. Mắt đặt tại O dĩ nhiên không thấy ánh sáng.

Sau đó đặt trong khoảng hai nicol P và A một bản thạch anh hai mặt song song, có trục quang học thẳng góc với hai mặt và song song với phương truyền của tia sáng (để tránh hiện tượng chiết quang kép đã nói ở các phần trên) : Mắt lại nhận được ánh sáng ló ra khỏi A.

Quay nicol phân tích A một góc (, cùng chiều kim đồng hồ hay ngược chiều tùy thuộc đặc tính của bản L, ánh sáng lại hoàn toàn bị A chặn lại.

Từ thí nghiệm này, người ta suy ra rằng : Bản thạch anh L có tính chất làm quay mặt phẳng chấn động của chùm tia sáng truyền qua nó. Ánh sáng tới có mặt phẳng chấn động là Q thì khi ló ra khỏi bản L, mặt phẳng chấn động sáng là Q' hợp với mặt phẳng Q một góc (. Chiều quay cũng như trị số của (tùy thuộc các tính chất của bản L. Chính vì vậy khi ta quay nicol phân tích A một góc (thì mặt phẳng chính của A thẳng góc với mặt phẳng chấn động Q' nên ánh sáng bị chặn lại.

Hiện tượng trên được gọi là phân cực quay tự nhiên hay triền quang.

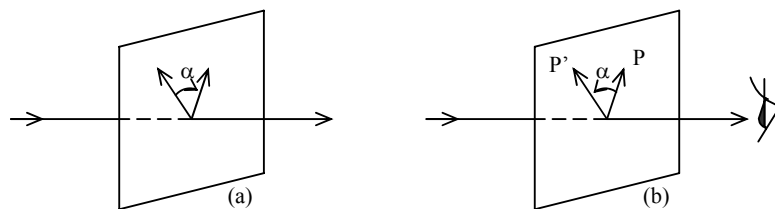
Các tính chất có tính chất làm quay mặt phẳng chấn động sáng như vậy được gọi là các chất quang hoạt.

Ta cần phân biệt môi trường quang hoạt và môi trường dị hướng. Thạch anh vừa có tính dị hướng vừa có tính quang hoạt nhưng đá băng lan chỉ có tính dị hướng mà không có tính quang hoạt, ngược lại nhiều chất đẳng hướng lại có tính quang hoạt như một số lớn các chất hữu cơ.

Có những chất chỉ có tính quang hoạt khi ở trạng thái rắn, thí dụ thạch anh, khi các chất này chuyển sang một trạng thái khác (lỏng, hơi, dung dịch) thì tính quang hoạt mất. Sự kiện này chứng tỏ, với các chất trên, tính quang hoạt là một thuộc tính do sự sắp xếp các nguyên tử hay phân tử trong tinh thể. Khi sự sắp xếp này không còn (môi trường chuyển sang trạng

thái lỏng hay hơi) thì tính quang hoạt cũng mất theo. Ngược lại, có nhiều chất khác như đường, acid tartric... Có tính quang hoạt ở mọi trạng thái, kể cả trạng thái dung dịch, với các chất này, tính quang hoạt là một thuộc tính nằm ngay trong bản thân các phân tử nên tính đó vẫn tồn tại dù môi trường thay đổi trạng thái.

Thí nghiệm cho thấy có hai loại môi trường quang hoạt, sự phân biệt tùy theo chiều quay của mặt phẳng chấn động sáng đối với mắt quan sát viên.



HỮU

H.60

Tả triền

Các chất quang hoạt làm mặt phẳng chấn động sáng quay theo chiều kim đồng hồ (đối với mắt quan sát viên) được gọi là chất hữu triền (hình 5.60a). Ngược lại các chất làm mặt phẳng chấn động sáng quay ngược chiều kim đồng hồ được gọi là các chất tả triền (hình 5.60b).

SS.27. Định luật Biot.

Các thí nghiệm cho thấy, với mỗi chất quang hoạt, góc quay (của mặt phẳng chấn động sáng tỉ lệ với bề dày (của môi trường quang hoạt mà ánh sáng đi qua.

$$\alpha = \zeta l$$

(ζ là một hằng số tùy thuộc bản chất của môi trường quang hoạt, độ dài sóng của ánh sáng, nồng độ nếu chất quang hoạt là dung dịch và tùy thuộc cả nhiệt độ.

Ta thấy (chính là góc quay ứng với một đơn vị bề dày.

Nếu môi trường quang hoạt là một dung dịch của một chất quang hoạt tan trong một dung dịch không có tính triền quang, các thí nghiệm cho biết, góc quay (tỉ lệ với nồng độ C của dung dịch. Biot đã phát biểu định luật như sau :

Với một độ dài sóng nhất định của ánh sáng, góc quay (gây ra bởi một bề dày (của một dung dịch quang hoạt thì tỉ lệ với nồng độ C của dung dịch..

$$\alpha = [\alpha] \cdot l C$$

Nồng độ C được định nghĩa là khối lượng chất quang hoạt hòa tan trong một đơn vị thể tích của dung dịch.

$[\alpha]$ là một hằng số, độc lập đối với nồng độ C và được gọi là “năng suất triền quang riêng” của chất quang hoạt hòa tan. Trị số của $[\alpha]$ tùy thuộc độ dài sóng của ánh sáng nhưng thay đổi không đáng kể đối với nhiệt độ. Chiều dài (thường được tính ra dm nên $[\alpha]$ chính là góc quay ứng với một cột dung dịch dài 1dm chứa 1g chất quang hoạt hòa tan trong mỗi cm³ dung dịch.

Trong trường hợp dung dịch chứa nhiều chất quang hoạt hòa tan lần lượt có năng suất triền quang riêng $[(1), [(2), [(3), \dots]$ và nồng độ c_1, c_2, \dots góc quay (gây ra bởi một bề dày) của dung dịch là:

$$\alpha \approx ([\alpha_1] c_1 + [\alpha_2] c_2 + \dots) \lambda$$

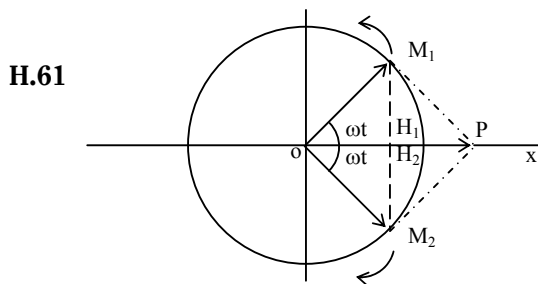
Với quy ước: các năng suất triền quang riêng $[(1), [(2), \dots]$ được coi là dương nếu chất quang hoạt hòa tan có tính hữu triền, được coi là âm nếu có tính tả triền.

Định luật Biot chỉ gần đúng và chỉ được dùng cho các dung dịch loãng.

SS.28. Lý thuyết về hiện tượng phân cực quay.

Fresnel đã giải thích hiện tượng phân cực quay như sau :

Chấn động thẳng OP có phương trình $s = a \cos(\omega t)$ được coi là tổng hợp của hai chấn động tròn $\overline{OM_1}$ và $\overline{OM_2}$, quay xung quanh O với vận tốc góc ω ngược chiều nhau và $OM_1 = OM_2 = \frac{a}{2}$.



Khi chưa đi vào môi trường quang hoạt, hai chấn động tròn truyền đi với cùng vận tốc, nên chấn động tổng hợp luôn luôn là OP nằm trên trục Ox. Khi đi vào môi trường quang hoạt. Hai chấn động tròn này truyền đi với các vận tốc V_1, V_2 khác nhau, ứng với các chiết suất n_1, n_2 .

Giả sử chấn động tròn $\overline{OM_1}$ là chấn động nhanh pha ($V_1 > V_2$ hay $n_1 < n_2$). Các chấn động chiếu $\overline{OH_1}, \overline{OH_2}$ xuống trục Ox là các hàm sin, khi đi vào môi trường quang hoạt có dạng :

$$x_1 = x_2 = \frac{a}{2} \cos \omega t$$

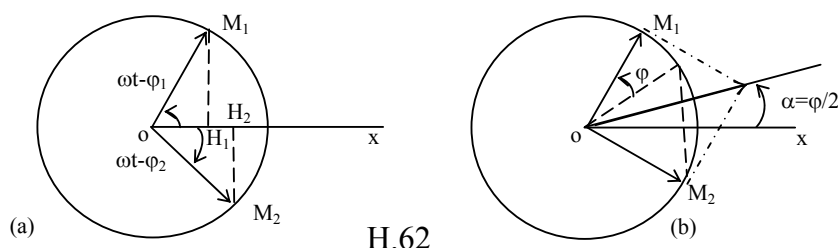
Khi ra khỏi bản có dạng :

$$x_1 = \frac{a}{2} \cos(\omega t - \varphi_1) \quad \text{với} \quad \varphi_1 = \frac{2\pi n_1 l}{\lambda}$$

$$x_2 = \frac{a}{2} \cos(\omega t - \varphi_2) \quad \text{với} \quad \varphi_2 = \frac{2\pi n_2 l}{\lambda}$$

Ta có : $(1) < (2)$

Như vậy hai chấn động khi ra khỏi môi trường quang hoạt không còn đồng pha nữa.



H.62

mà có một hiệu số pha là

$$\varphi = 2\pi\delta/\lambda = 2\pi(n_2 - n_1)l / \lambda$$

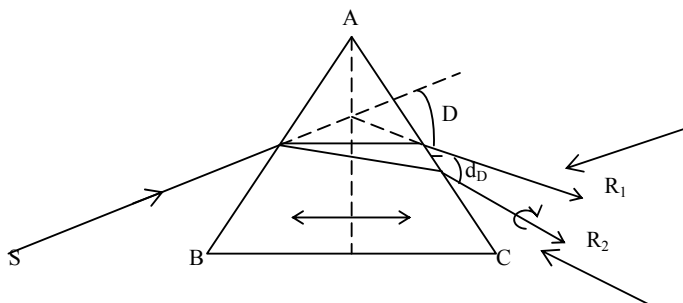
Cũng chính là góc quay mà chân động tròn nhanh pha I hơn chân động tròn chậm pha I khi ló ra khỏi môi trường quang hoạt (hình 62). Vì vậy khi hai chân động tròn này hợp lại thì chân động tổng hợp không còn là G nữa mà là G' nằm trên trục Ox' làm với trục Ox một góc $\alpha = \frac{\varphi}{2}$ và cùng chiều với φ :

$$\alpha = \frac{\pi(n_2 - n_1)\ell}{\lambda}$$

Ta có nhận xét : chiều quay của mặt phẳng chấn động sáng là chiều quay của chấn động tròn nhanh pha.

SS.29. Kiểm chứng thuyết Fresnel.

Ta có thể kiểm chứng thuyết Fresnel bằng thí nghiệm sau



H.63

Ta dùng một lăng kính bằng thạch anh, có thiết diện thẳng là một tam giác đều ABC, trục quang học thẳng góc với mặt phẳng đối xứng của lăng kính (hình 63). Chiếu tới lăng kính một chùm tia sáng song song, giả sử dùng ánh sáng vàng của Natrium, với góc tới có độ lệch cực tiểu D. Thí nghiệm cho thấy ta được hai chùm tia ló, chứng tỏ khi đi qua lăng kính chùm tia sáng đã bị tách ra làm hai chùm tia ứng với hai chiết suất khác nhau. Một trong hai chùm tia này song song với đáy lăng kính khi đi trong lăng kính. Ngoài ra thí nghiệm cũng cho thấy hai chùm ánh sáng ló, là những ánh sáng phân cực tròn : một tròn trái, một tròn phải.

Nếu lăng kính trên bằng thạch anh tả triển thì tia trên (lệch ít) là ánh sáng tròn trái (trong trường hợp này, tròn trái là chấn động nhanh pha : V lớn, n nhỏ nên lệch ít), tia dưới là ánh

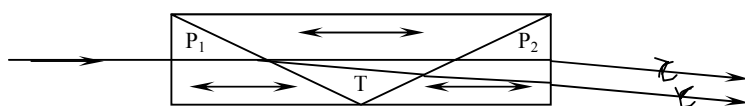
sáng tròn phải. Nếu lăng kính bằng thạch anh hữu triền thì ngược lại : tia trên là tròn phải, tia dưới là tròn trái.

Hiệu số giữa hai chiết suất rất nhỏ. Thí dụ trong trường hợp thạch anh, với ánh sáng vàng Natri mỗi mm bề dày làm mặt phẳng chấn động sáng quay một góc 21o7.

$$\alpha = \frac{(n_2 - n_1)\ell}{\lambda}$$

$$\text{Suy ra : } \Delta n : n_2 - n_1 = \frac{\alpha\lambda}{\pi\ell} = \frac{21,7 \times 0,589}{180 \times 1000} \approx 7 \times 10^{-5}$$

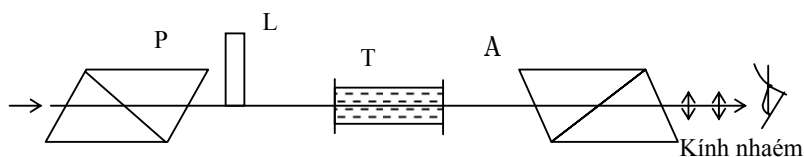
Do đó độ lệch giữa hai chùm tia ló cũng rất nhỏ. Với lăng kính có góc ở đỉnh 60o như trong thí nghiệm trên thì độ lệch đó là dD(23(. Vì vậy, để tách rời hai chùm tia ló cho dễ quan sát, người ta phải ghép nhiều lăng kính với nhau sao cho độ lệch giữa hai chùm tia ló tăng dần lên khi đi từ lăng kính này qua lăng kính khác. Fresnel đã ghép một hệ thống gồm 3 lăng kính như hình vẽ 64. Các lăng kính P1, P2 bằng thạch anh hữu triền, lăng kính T bằng thạch anh tả triền. Các trục quang học như hình vẽ.



H.64

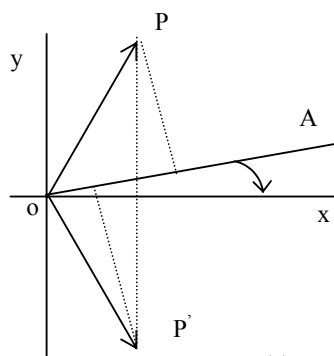
SS.30. ĐƯỜNG KẾ.

Đường kế là một loại triền quang kế, ứng dụng hiện tượng phân cực quay để đo nồng độ của một dung dịch đường. Sự cấu tạo của đường kế như hình vẽ 64.

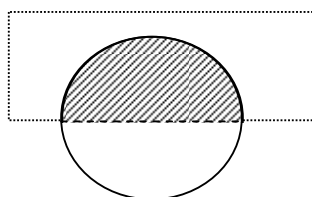


H.65

Lúc đầu, bỏ ống T ra.



(a)

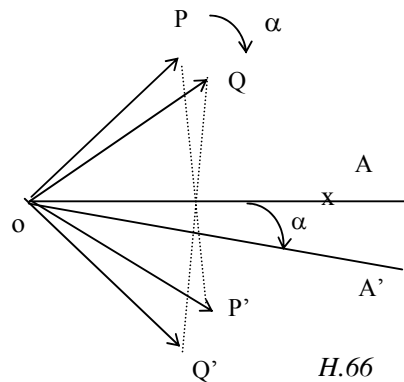


(b)

H.66

Nicol P biến ánh sáng tự nhiên thành ánh sáng phân cực OP. Bản nửa sóng L chặn một nửa thị trường. Như vậy chùm ánh sáng gồm: nửa chùm không đi qua bản nửa sóng vẫn chấn động theo phương OP, nửa chùm đi qua bản nửa sóng chấn động theo phương OP' đối xứng với phương OP qua các đường trung hòa của bản L. Như vậy, với một vị trí bất kỳ của nicol A, ta thấy hai nửa thị trường có độ sáng khác nhau (hình.64). Quay nicol A để phương OA của thiết diện chính song song với phương Ox, khi đó hình chiếu của OP và OP' xuống OA bằng nhau nên ta thấy hai nửa thị trường sáng như nhau.

- Đặt ống T có chứa dung dịch đường vào vị trí giữa bản L và nicol phân tích A. Dung dịch đường là một dung dịch quang hoạt hữu triển, nên khi ánh sáng đi qua, các phương chấn động OP và OP' quay cùng chiều một góc α , các phương chấn động sáng khi ló ra khỏi dung dịch đường bây giờ là OQ và OQ'. Vì vậy ta lại thấy hai nửa thị trường sáng tốt khác nhau. Muốn hai nửa thị trường sáng đều nhau như cũ, ta phải quay nicol phân tích A cùng chiều một góc α . Xác định được trị số của góc quay α , ta suy ra nồng độ của dung dịch đường theo định luật Biot.



SS.31. TÁN SẮC DO HIỆN TƯỢNG PHÂN CỰC QUAY.

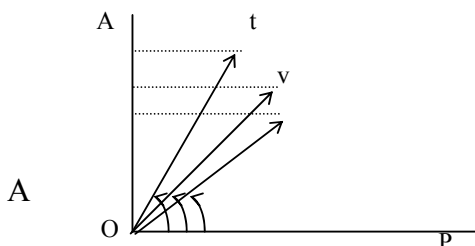
Thực hiện thí nghiệm phân cực quay với cùng một bản thạch anh nhưng lần lượt với nhiều đơn sắc khác nhau, người ta thấy góc quay (của mặt phẳng chấn động sáng thay đổi tùy theo độ dài sóng (. Một cách gần đúng, Biot nhận thấy (tỷ lệ nghịch với (2 và đưa ra công thức sau :

A là một hằng số đối với $\left(\frac{A}{\lambda^2}\right)$

Như vậy một độ dài sóng càng nhỏ thì ứng với một góc quay càng lớn và sự biến thiên này khá nhanh. Thí dụ với một bản thạch anh dày 1mm, các góc quay (ứng với các độ dài sóng như sau:

	λ	α
Đỏ	7594 Å	120,65
Vàng	5893 Å	210,72
Tím	4308 Å	42°,59

Nếu ta xét các bản mỏng, bề dày vài mm, thì các góc quay (ứng với các đơn sắc từ đỏ tới tím đều là các góc hình học. Ánh sáng ló ra khỏi nicol A là một ánh sáng tạp, và màu ta thấy thay đổi theo phương của nicol A, do sự thay đổi về cường độ của các đơn sắc trong ánh



sáng tạp đó (Biên độ của mỗi chấn động được biểu diễn bằng hình chiếu của các vectơ chấn động xuống phương OA).

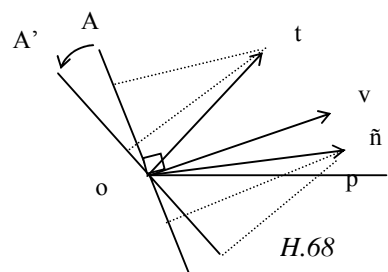
Muốn loại một đơn sắc nào, ta chỉ cần quay nicol để phương OA thẳng góc với phương chấn động của đơn sắc đó.

Đặc biệt nếu ta quay nicol A để OA thẳng góc với Ov (phương chấn động ứng với màu vàng 5.600 Å) thì ánh sáng ló ra khỏi A có một màu gọi là “màu nhạy”, nếu ta quay nicol A khỏi vị trí này một chút thì ta thấy màu biến đổi hẳn. Vậy muốn có màu nhạy, ta chỉ cần làm triệt tiêu ánh sáng vàng trung bình (5.600 Å) trong ánh sáng trắng thực.

Giả sử, ta dùng một bản thạch anh tả triển. Từ vị trí của OA có màu nhạy ta quay nicol A ngược chiều kim đồng hồ thì màu tạp ló ra khỏi A ngả sang màu đỏ (hình 68).

Nếu ta quay theo chiều ngược lại, màu trên sẽ ngả sang màu xanh.

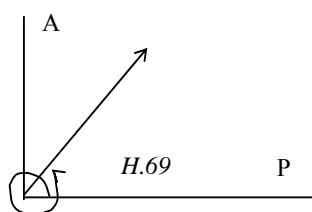
Bằng cách dùng nhiều bản quang hoạt bằng các chất khác nhau hoặc có bề dày khác nhau, ta được nhiều màu nhạy khác nhau (do sự thay đổi cường độ các đơn sắc trong màu nhạy).



- Nếu ta dùng các bản quang hoạt khá dày, vài cm trở lên thì các góc quay của các đơn sắc là các góc lượng giác (hình 69).

Các vectơ chấn động của các đơn sắc phân bố theo mọi phương thẳng góc với tia sáng. Thí dụ với một bản thạch anh dày 10cm, góc quay (biến thiên từ 1265° tới 4259° khi ta xét từ đỏ tới tím. Trong trường hợp như vậy, dù nicol A ở vị trí nào, ta thấy phương OA cũng thẳng góc với phương chấn động của một số khá lớn các đơn sắc, vì vậy các đơn sắc này hoàn toàn bị loại trong ánh sáng ló ra khỏi nicol A. Quan sát qua A, ta được một màu trắng cao đẳng.

Nếu hai nicol P và A ở vị trí thẳng góc (hình 68), tất cả các đơn sắc nào có vectơ chấn động quay một góc k(đều bị loại hoàn toàn trong ánh sáng ló ra khỏi A; tất cả các đơn sắc có vectơ chấn động quay một góc G thì đi qua nicol A không bị biến đổi, các đơn sắc này được gọi là các bước xạ được ưu đãi.



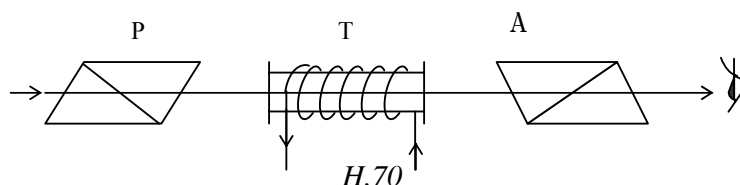
Như vậy, nếu hứng ánh sáng ló ra khỏi nicol A vào một kính quang phổ ta sẽ được một quang phổ vắn. Các vắn đen ứng với các bức xạ bị loại, các vắn sáng ứng với các bức xạ được ưu đãi.

PHÂN CỰC QUAY TỪ

Ta có thể dùng từ trường để gây ra hiện tượng phân cực quay đối với một môi trường lúc đầu không có tính quang hoạt. Hiện tượng phân cực quay nhân tạo này được gọi là phân cực quay từ, được khám phá bởi Faraday năm 1946 và được nhận thấy với hầu hết các môi trường trong suốt.

SS.32. THÍ NGHIỆM VỀ PHÂN CỰC QUAY TỪ.

Ta thiết trí các dụng cụ trong các thí nghiệm như sau :



Hai nicol P và A ở vị trí thẳng góc. Ống T ở giữa P và A chứa một chất lỏng trong suốt đẳng hướng, thí dụ sulfur carbon. Mắt sẽ không nhận được ánh sáng.

Chọn một dòng điện chạy qua một cuộn dây cuốn chung quanh ống T để tạo một từ trường H ở trong chất lỏng và song song với phương truyền của tia sáng. Ta lại thấy ánh sáng đi qua A. Nếu ta quay nicol A một góc (cùng chiều với dòng điện sinh từ thì ánh sáng lại bị A hoàn toàn chặn lại.

Thí nghiệm này chứng tỏ: Từ trường H đã làm cho chất lỏng trong ống T trở thành có tính quang hoạt, do đó làm mặt phẳng chấn động sáng quay một góc (, tương tự như hiện tượng phân cực quay gây ra bởi các chất quang hoạt thiên nhiên.

Góc quay (càng lớn nếu ta thực hiện thí nghiệm với các chất có chiết suất lớn.

SS.33. ĐỊNH LUẬT VERDET.

Nếu môi trường được đặt trong một từ trường đều song song với phương truyền của ánh sáng, góc quay (của mặt phẳng chấn động sáng tỷ lệ với cường độ từ trường H và chiều dài (của môi trường nằm trong từ trường.

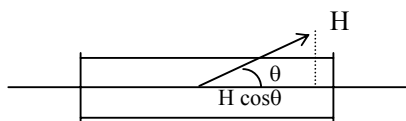
$$\alpha = \rho \cdot \lambda \cdot H$$

(được gọi là hằng số Verdet tùy thuộc bản chất của môi trường và tùy thuộc độ dài sóng của ánh sáng.

(thường được tính ra phút/cm.gauss

Với nước và ánh sáng vàng của Na, ta có (= 0,013 phút/ cm.gauss. Sulfur carbon là một chất lỏng có chiết suất lớn (n = 1,628 với ánh sáng vàng của Na) nên trị số của (rất lớn so với nước hoặc đa số các chất lỏng hữu cơ: (CS₂= 0,042 phút/cm.gauss.

- Nếu từ trường không song song với phương truyền của ánh sáng thì góc quay (tỷ lệ với thành phần của H trên phương truyền của ánh sáng.



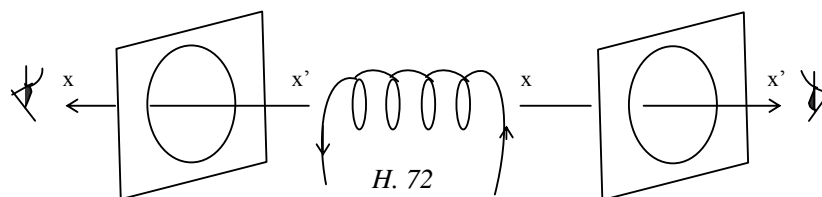
$$\alpha = \rho \cdot \lambda \cdot H \cos \theta$$

H.71

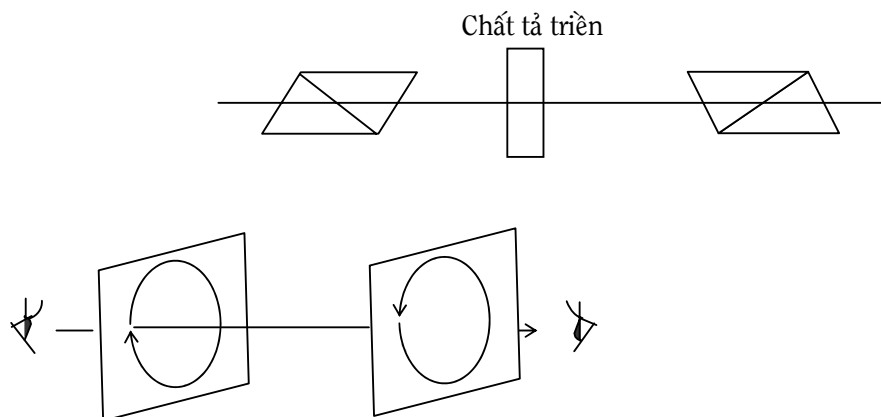
SS.34. SỰ KHÁC BIỆT GIỮA PHÂN CỰC QUAY TỪ VÀ PHÂN CỰC QUAY THIÊN NHIÊN.

Các thí nghiệm cho thấy, thông thường chiều quay của mặt phẳng chấn động sáng trong hiện tượng phân cực quay từ cùng chiều với dòng điện sinh từ. Vậy chiều của góc quay (không tùy thuộc chiều truyền của ánh sáng).

Trong thí nghiệm ở hình vẽ 72, nếu mắt nhìn theo chiều $x'x$ (ánh sáng truyền theo chiều xx') sẽ thấy mặt phẳng chấn động sáng quay ngược chiều kim đồng hồ, sulfur carbon trở thành một chất tả triền; ngược lại nếu mắt nhìn theo chiều xx' (ánh sáng truyền theo chiều $x'x$) thì lại thấy mặt phẳng chấn động sáng quay theo chiều kim đồng hồ, sulfur carbon trong trường hợp này đóng vai trò của chất hữu triền.



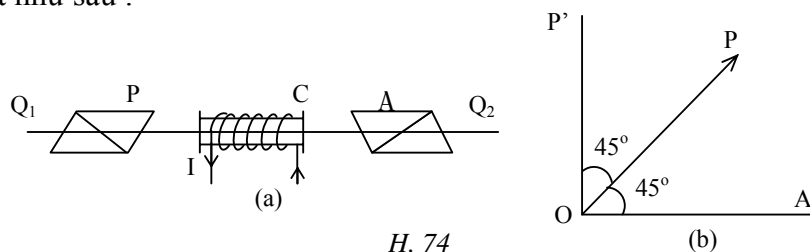
Trái lại trong hiện tượng phân cực quay thiên nhiên, nếu một chất là tả triền thì luôn luôn là tả triền (hữu triền cũng vậy). Chiều của góc quay (thay đổi theo chiều truyền ánh sáng).



Nói chung, với đa số các chất, chiều quay của mặt phẳng chấn động sáng cùng chiều với dòng điện sinh từ, nhưng cũng có vài chất, chiều quay này ngược chiều dòng điện, thí dụ các dung dịch muối sắt. Các chất này được gọi là các chất âm.

SS.35. ỨNG DỤNG: KÍNH TRONG SUỐT MỘT CHIỀU.

Ta sắp đặt như sau :



Các nicol P và A ở các vị trí để hai mặt phẳng thiết diện chính hợp với nhau một góc 45° . C là môi trường gây hiện tượng phân cực quay từ. Chọn các đại lượng thích hợp để khi ánh sáng đi qua, góc quay của mặt phẳng chấn động sáng là α ($\alpha = H$).

Giả sử có hai quan sát viên đối diện nhau, ở các vị trí Q1 và Q2.

Đối với người ở Q1, ánh sáng tới C có phương chấn động là OA, khi đi qua C, phương chấn động quay một góc 45° theo chiều dòng điện I, trở thành song song với phương OP, do đó đi qua nicol P không bị thay đổi trạng thái phân cực. Vì vậy người đứng ở Q1 nhìn thấy người ở vị trí Q2 và thấy khối C như trong suốt.

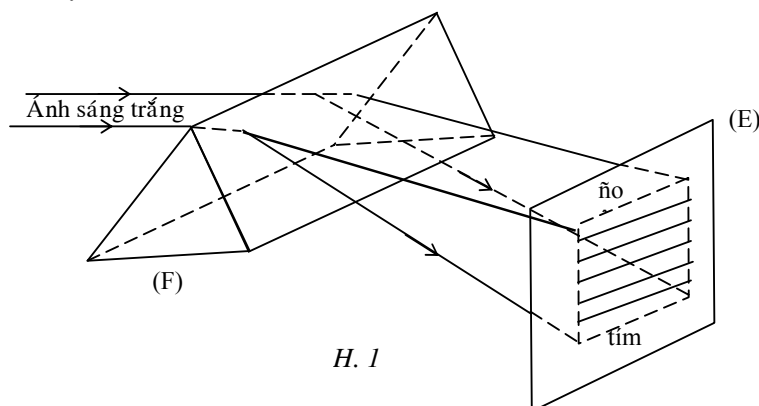
Ngược lại, đối với người ở Q2, ánh sáng tới C có phương chấn động là OP. Khi đi qua C, phương chấn động quay một góc 45° theo chiều dòng điện, trở thành phương OP' thẳng góc với phương OA. Do đó bị nicol A chặn lại. Vì vậy người ở vị trí Q2 không nhìn thấy người ở vị trí Q1. Môi trường C như vậy chỉ cho ánh sáng đi qua theo một chiều mà thôi.

Chương V

SỰ TÁN SẮC ÁNH SÁNG

SS.1. HIỆN TƯỢNG TÁN SẮC THƯỜNG.

Ta đã đề cập tới hiện tượng tán sắc ánh sáng, khi khảo sát về lăng kính. Một chùm ánh sáng trắng khi đi qua một lăng kính, bị tán sắc thành các ánh sáng đơn sắc có màu biến thiên liên tục từ đỏ tới tím.



Để giải thích hiện tượng tán sắc này, người ta cho rằng ánh sáng trắng là một ánh sáng tổng hợp gồm vô số các ánh sáng đơn sắc, có các độ dài sóng khác nhau, biến thiên một cách liên tục. Mỗi một độ dài sóng ứng với một chiết suất của lăng kính. Do đó các đơn sắc khi đi qua lăng kính sẽ có góc lệch khác nhau, và ló ra khỏi lăng kính theo các phương khác nhau. Hứng chùm tia ló lên một màn E, ta được một vệt sáng màu biến thiên liên tục từ đỏ tới tím. Dải màu này gọi là quang phổ của ánh sáng tới.

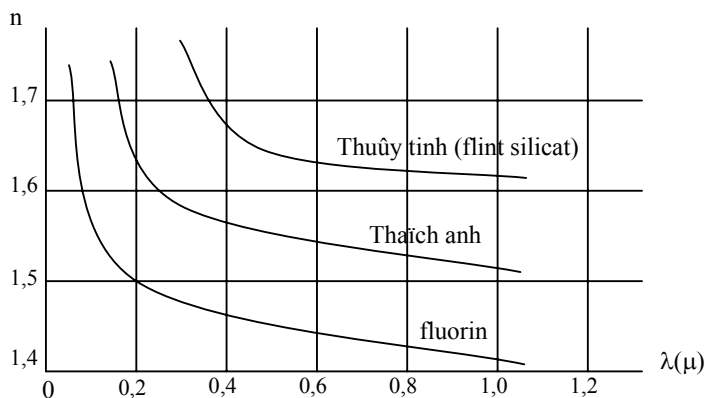
Trong thí nghiệm trên, màu đỏ bị lệch ít nhất. Độ lệch tăng dần từ đỏ, cam, vàng, lục, lam, chàm tới tím.

Như vậy, từ hiện tượng tán sắc, ta thấy chiết suất của một môi trường chiết quang là một hàm số theo bước sóng.

$$n = f(\lambda)$$

(λ là bước sóng của đơn sắc trong chân không.

Đường biểu diễn sự biến thiên của chiết suất của một chất theo bước sóng được gọi là đường cong tán sắc của chất ấy. Hình vẽ bên dưới là đường cong tán sắc của một số chất.

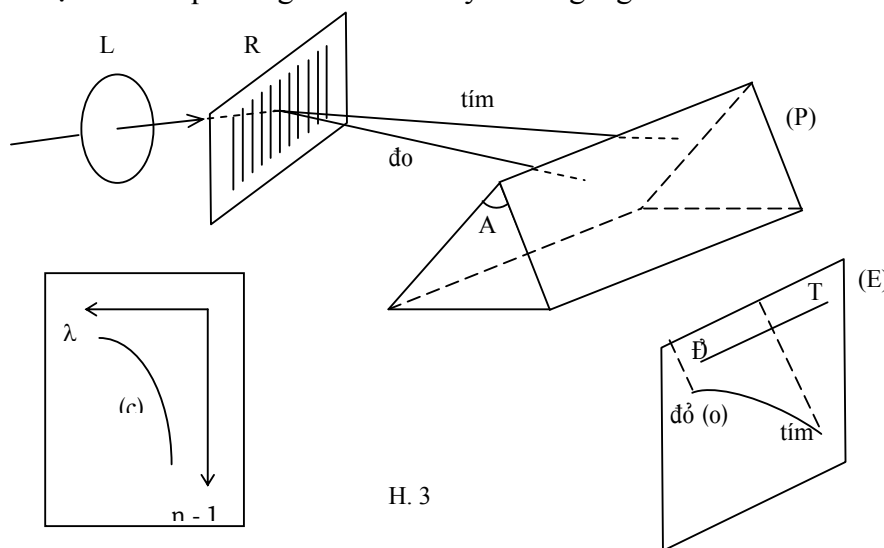


H. 2

Ta thấy đường cong tán sắc của các chất đều có chung một dạng tổng quát: chiết suất giảm khi bước sóng tăng. Đường cong tán sắc loại này đặc trưng cho hiện tượng tán sắc thường.

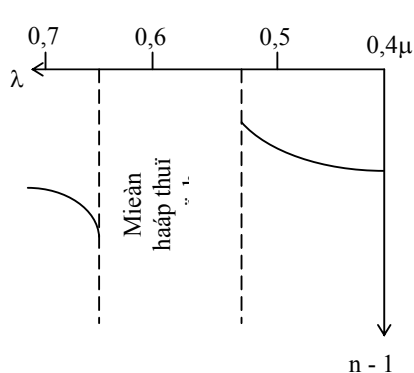
Ta có thể xác định đường cong tán sắc của một chất bằng phương pháp thực nghiệm như sau:

Giả sử ta muốn vẽ đường cong tán sắc của lăng kính P. Xếp đặt một hệ thống quang cụ như hình vẽ (3). Thấu kính hội tụ L cho một chùm tia sáng trắng song song tới một cách từ R thẳng đứng. Chùm tia ló khỏi cách tử bị tán sắc từ tím tới đỏ. Nếu ta hứng trực tiếp chùm tia ló này lên màn E (bỏ lăng kính P ra), ta được một quang phổ ĐT nằm ngang. Nếu chùm tia tới thẳng góc với cách tử, sự phân bố các đơn sắc trong quang phổ ĐT tỷ lệ với bước sóng λ . Vậy trục nằm ngang trên màn E biểu diễn bước sóng λ . Bây giờ chùm tia ló đi ra từ cách tử được cho đi qua lăng kính P có đáy nằm ngang.

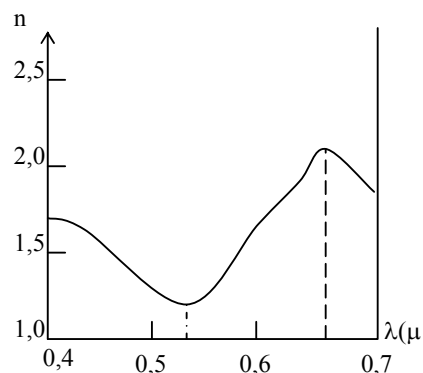


Các đơn sắc sẽ lệch về phía đáy lăng kính. Độ lệch tăng dần từ đỏ tới tím. Nếu lăng kính P có góc A nhỏ thì độ lệch của các đơn sắc đi qua lăng kính tỷ lệ với $n - 1$. Vậy trục thẳng đứng trên màn E tỷ lệ với $n - 1$. Trên màn E ta được một đường cong (c) có màu biến thiên từ đỏ tới tím, biểu diễn sự biến thiên của $n - 1$ theo bước sóng λ . Dạng của C là dạng của đường cong tán sắc của môi trường dùng làm lăng kính P.

SS.2. HIỆN TƯỢNG TÁN SẮC KHÁC THƯỜNG.



H.4



H.5

Trong phần trên ta khảo sát hiện tượng tán sắc của các chất trong suốt đối với vùng ánh sáng thấy được. Trong vùng này chiết suất giảm dần khi bước sóng tăng. Bây giờ khảo sát hiện tượng tán sắc của một chất có tính hấp thụ mạnh đối với một vùng nào đó trong khoảng ánh sáng thấy được, ta thấy một hiện tượng ngược lại ở trong vùng độ dài sóng bị hấp thụ và trong vùng lân cận : Trong các vùng này chiết suất tăng theo độ dài sóng. Hiện tượng tán sắc với đặc tính này được gọi là hiện tượng tán sắc khác thường. Thí dụ trong thí nghiệm ở hình vẽ (3) ta dùng lăng kính P bằng cyanin, đường cong tán sắc có dạng như hình (4). Đường này bị gián đoạn một khoảng trong vùng từ lục tới đỏ (vào khoảng từ 0,54 (tới 0,66 (). Đó là vùng ánh sáng thấy được bị cyanin hấp thụ. Điều quan trọng là: Quan sát đường cong tán sắc này, ta thấy ở hai bên miền hấp thụ, các đơn sắc về phía màu lục lệch ít hơn các đơn sắc về phía màu đỏ. Muốn vẽ được toàn bộ đường cong tán sắc của cyanin, ta có thể dùng các lăng kính P có góc ở đỉnh nhỏ (chừng vài phút). Hình vẽ (5) là đường tán sắc của cyanin ở thể rắn và trong vùng ánh sáng thấy được. Đường cong này cho ta phân biệt rõ ràng hiện tượng tán sắc thường và tán sắc khác thường. Ở hai bên vùng hấp thụ, ta có hiện tượng tán sắc thường : chiết suất giảm khi độ dài sóng tăng; ở trong vùng hấp thụ, ta có hiện tượng tán sắc khác thường: chiết suất tăng khá nhanh theo độ dài sóng.

Nói chung, một chất hấp thụ mạnh ánh sáng ở trong một vùng độ dài sóng nào thì gây ra hiện tượng tán sắc khác thường ở vùng độ dài sóng đó.

Thật ra, hiện tượng tán sắc khác thường không có gì là “khác thường”, mà là một hiện tượng phổ biến, vì chúng ta đã biết bất kỳ một môi trường vật chất nào cũng có tính hấp thụ bức xạ trong một số vùng nào đó. Và trong các vùng này, ta đều có hiện tượng tán sắc khác thường. Thí dụ, trong vùng ánh sáng thấy được, thủy tinh gây ra hiện tượng tán sắc thường. Nhưng trong những vùng ánh sáng tử ngoại, thủy tinh có tính hấp thụ mạnh, ta lại có hiện tượng tán sắc khác thường.

LÝ THUYẾT VỀ HIỆN TƯỢNG TÁN SẮC

SS.3. NHỮNG HỆ THỨC CĂN BẢN TRONG THUYẾT ĐIỆN TỪ.

* Biểu thức của chiết suất.

Ta đã biết trong lý thuyết về điện từ, nếu gây ra tại một điểm trong chân không hay trong một điện môi đẳng hướng một điện trường thay đổi \vec{E} thì dòng điện dịch tương ứng \vec{j} gây ra trong không gian chung quanh một từ trường thay đổi \vec{B} . Sự biến thiên của từ trường này lại gây ra một điện trường ứng. Cứ như vậy điện trường \vec{E} được truyền đi trong chân không, hay trong điện môi. Ta có các hệ thức của Maxwell đối với một điện môi như sau :

$$\vec{j} = \text{rot} \vec{H} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\text{rot} \vec{E} \quad (3.2)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (3.3)$$

$$\vec{j} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3.4)$$

(dòng điện dịch trong điện môi)

Trong đó : ϵ = véctơ cảm ứng từ

(= độ từ thẩm của môi trường

(= hằng số điện môi

Từ 4 hệ thức trên, ta suy ra :

$$\varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \text{rot} \vec{H} \quad (3.5)$$

$$\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\text{rot} \vec{E} \quad (3.6)$$

Từ hai phương trình (3.5) và (3.6), ta suy ra phương trình truyền của điện trường:

(3.7)

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = v^2 \Delta \vec{E}$$

Với $v^2 = \frac{1}{\varepsilon \mu}$, v = vận tốc truyền

Vậy
$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$$

Trong môi trường chân không, vận tốc truyền là :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$$

Gọi ε_r và μ_r là hằng số điện môi tỉ đối và độ từ thẩm tỉ đối của môi trường, ta có :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r \varepsilon_0 \mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}}$$

Vậy chiết suất của môi trường là:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$$

Với các môi trường thông thường, ta có $\mu_r \approx 1$ nên

$$n = \sqrt{\varepsilon_r}$$

Hệ thức này được nghiệm đúng với nhiều môi trường. Dưới đây là bảng so sánh các trị số của n và $\sqrt{\varepsilon_r}$ ứng với vài môi trường.

	n	$\sqrt{\varepsilon_r}$
- Không khí	1,000294	1,000295
- Khí Hydrogen	1,000138	1,000132
- Khí Nitrogen	1,000299	1,000307
- Benzen	1,482	1,490

Ta xét một sóng phẳng phân cực thẳng Ex, chấn động theo phương OX, có mạch số (, truyền đi theo phương Oz với vận tốc v. Ta có hệ thức :

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = v^2 \Delta E_x = v^2 \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} ()$$

Nếu chấn động phát ra từ nguồn là chấn động điều hòa, thì Ex có dạng :

$$\text{hay dạng tập } E_x = a \cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) \quad (3.8)$$

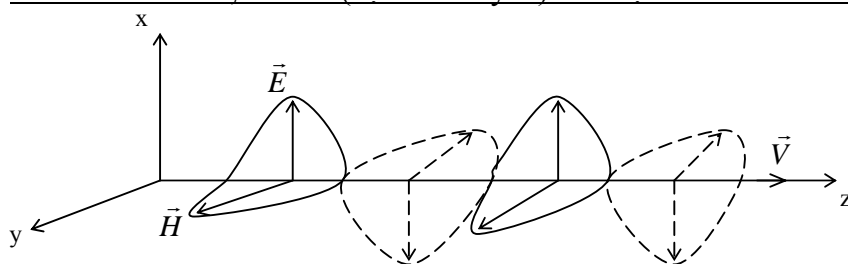
$$E_x = a e^{j\omega \left(t - \frac{z}{v} \right)} \quad (3.9)$$

Từ hệ thức (3.9), ta suy ra

Với $a\sqrt{\varepsilon} = b\sqrt{\mu}$ (Từ trường chấn động theo phương Oy thẳng góc với Ox)

$$H_y = b \cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right)$$

Giữa các vectơ \vec{E} , \vec{H} và \vec{V} (vận tốc truyền) liên hệ với nhau như hình vẽ 6.



H. 6

SS.4. PHƯƠNG TRÌNH TRUYỀN CỦA MỘT CHÂN ĐỘNG ĐƠN SẮC - CHIẾT SUẤT THEO THUYẾT ĐIỆN TỬ CỦA LORENTZ.

Như ta đã thấy ở trên, từ thuyết điện tử, người ta lập được hệ thức \vec{E} và ta đã thấy hệ thức này được nghiệm đúng với nhiều môi trường. Điều đó chứng tỏ sự vững chắc của thuyết điện tử. Tuy nhiên với một số môi trường khác, ta lại thấy các trị số của n và \vec{G} khác nhau hẳn. Thí dụ với nước, ta có : $n = 1,33$ nhưng $\vec{G} (8,94$. Như vậy về điểm này, thuyết điện tử đã có những hạn chế của nó. Ngoài ra hệ thức \vec{G} không cho thấy ảnh hưởng của bước sóng đối với chiết suất.

Vì những hạn chế đó, ta không thể chỉ dùng thuyết điện tử của Maxwell để giải thích hiện tượng tán sắc. Muốn giải thích hiện tượng này ta phải để ý tới tác dụng của vectơ chân động sáng (vectơ điện trường \vec{E}) đối với các hạt mang điện của môi trường. Đó là thuyết điện tử của Lorentz. Những hạt mang điện đây có thể là các electron hay các hạt lớn như ion. Tuy nhiên với các sóng sáng có tần số cao như ta đang khảo sát thì chỉ cần để ý tới các electron. Chỉ khi nào đề cập tới vùng hồng ngoại ta mới cần để ý tới các ion.

Do tác dụng của điện trường \vec{E} của sóng sáng, các electron bị dịch chuyển, tạo thành một dòng điện phân cực. Ta xét một thể tích vi cấp của điện môi, kích thước rất nhỏ so với bước sóng của ánh sáng truyền qua. Trong điều kiện này, điện trường \vec{E} được coi như giống nhau tại mọi điểm trong thể tích này. Bây giờ ta xét các electron, chứa trong các phân tử khác nhau nhưng đồng nhất như nhau, vào mỗi thời điểm, cùng chịu một sự chuyển dịch \vec{G} . Vào thời điểm đó, sự dịch chuyển của các electron này tương đương với một dòng điện song song với vận tốc dịch chuyển \vec{G} . Trong thời gian dt , đoạn dịch chuyển của electron là ds . Gọi N là số electron trong một đơn vị thể tích. Số electron đi qua một đơn vị diện tích thẳng góc với đường di chuyển trong thời gian dt là $N.ds$, ứng với một sự di chuyển điện tích là $dq = N.e.ds$. Dòng điện phân cực có trị số là

$$i_p = \frac{dq}{ds} = N.e. \frac{ds}{dt}$$

$$\text{Hay dạng vectơ là : } \vec{i}_p = N.e. \frac{d\vec{s}}{dt} \quad (4.1)$$

Như vậy để giải thích hiện tượng tán sắc ta vẫn dùng được các hệ thức trong thuyết điện tử của Maxwell nhưng dòng điện \vec{G} trong công thức (4.1) phải được hiệu chỉnh lại. Ta thừa nhận rằng, trong trường hợp này, dòng điện \vec{G} là tổng của hai dòng điện: Dòng điện dịch, đồng nhất với dòng điện dịch trong chân không, \vec{G} và dòng điện phân cực \vec{G} (ở trên, ta chỉ mới xét một nhóm electron đồng nhất, nếu xét tất cả các nhóm electron đồng nhất thì dòng điện phân cực toàn phần là \vec{G}).

$$\vec{i} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sum N.e. \frac{d\vec{s}}{dt} \quad (4.2)$$

Bây giờ ta xét sự chuyển động của các electron. Ta đã biết trong một điện môi, ta không có các electron tự do như trong các kim loại. Các electron trong điện môi chỉ có thể chuyển động bên trong các phân tử. Ta thừa nhận rằng : Các electron chuyển động dưới tác dụng của lực ma sát tỷ lệ với vận tốc $\frac{-r d\vec{s}}{dt}$ và lực liên kết electron vô cùng nhỏ để cân bằng $-k\vec{s}$. Lực này có xu hướng hướng electron trở về vị trí cân bằng và tỷ lệ với ly độ s , có tính chất như một lực đàn hồi. Nếu không có tác dụng của điện trường, phương trình chuyển động của electron được viết dưới dạng :

$$m \frac{d^2 \vec{s}}{dt^2} + r \frac{d\vec{s}}{dt} + k\vec{s} = 0$$

$$m \frac{d^2 \vec{s}}{dt^2} + r \frac{d\vec{s}}{dt} + k\vec{s} = 0$$

Chuyển động của electron là các dao động tắt dần. Chu kỳ dao động riêng T_0 của electron được định nghĩa là chu kỳ dao động của electron khi không có ma sát. Ta có :

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (4.3)$$

m là khối lượng electron

Dưới tác dụng của điện trường \vec{E} có mạch $\frac{d^2 \pi}{T}$, electron chịu thêm một lực \vec{F} , phương trình dao động của electron trở thành :

$$m \frac{d^2 \vec{s}}{dt^2} + r \frac{d\vec{s}}{dt} + k\vec{s} = e\vec{E} \quad (4.4)$$

Ta xét nghiệm có dạng :

$$\vec{s} = \vec{A}e^{j\omega t}$$

Vận tốc và gia tốc của electron là :

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \vec{A}j\omega e^{j\omega t} = j\omega \vec{s}$$

$$\frac{d^2 \vec{s}}{dt^2} = -\vec{A}\omega^2 e^{j\omega t} = -\omega^2 \vec{s}$$

Phương trình (4.4) trở thành

$$(-m\omega^2 + jr\omega + k)\vec{s} = e\vec{E}$$

$$\text{Suy ra : } \frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{e}{k + jr\omega - m\omega^2} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\vec{i} = \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sum \frac{Ne^2}{k + jr\omega - m\omega^2} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Vậy

$$\vec{i} = (\epsilon_0 + \sum \frac{Ne^2}{k + jr\omega - m\omega^2}) \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Hay

Vậy ϵ' bằng tích số của $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ với một tạp số (ϵ')

$$\epsilon' = \epsilon_0 + \sum \frac{Ne^2}{k + j\omega - m\omega^2} \quad (4.5)$$

Vậy $\vec{i} = \epsilon' \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4.6)$

(ϵ') được gọi là hằng số điện môi tạp.

Từ các phương trình (3.1), (3.2), (3.3) và (4.5) suy ra :

$$\begin{aligned} \epsilon' \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \text{rot } \vec{H} \\ \mu \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} &= -\text{rot } \vec{E} \end{aligned}$$

và ta cũng có phương trình truyền sóng của điện trường

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = v^2 \Delta \vec{E} \quad \text{với} \quad v^2 = \frac{1}{\epsilon' \mu}$$

Suy ra nghiệm tương tự (4.8)

$$E = a \exp j\omega \left(t - \frac{z}{v} \right)$$

Ta có thể đặt

$$\epsilon' = \epsilon_0 (v - j\xi)^2$$

Hay $\epsilon_r = \frac{\epsilon'}{\epsilon_0} = (v - j\xi)^2 = n'^2 \quad (4.7)$

Trong đó $(n' = \text{hằng số điện môi tạp tỉ đối})$

$n' = \text{chiết suất tạp}$

Ta có :
$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon' \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}$$

Cho $(\mu_r = 1)$, ta có :

Vậy :

$$\begin{aligned} E &= a \exp j\omega \left(t - \frac{n'}{c} z \right) \\ E &= a \exp j\omega \left(t - \frac{v - j\xi}{c} z \right) \\ E &= a \exp \frac{-\omega \xi}{c} z \exp j\omega \left(t - \frac{v}{c} z \right) \end{aligned}$$

Hay
$$(4.8)$$

Phần thực là

$$E_x = a \exp \frac{-\omega \xi}{c} z \cos \left(t - \frac{v}{c} z \right)$$

SS.5. SO SÁNH ϵ'_r và ϵ_r .

Bây giờ ta thử so sánh ϵ'_r và ϵ_r .

Ta có :

$$\epsilon' = \epsilon_o + \sum \frac{Ne^2}{k + jr\omega - m\omega^2}$$

hay

$$\epsilon'_r = 1 + \sum \frac{\frac{Ne^2}{\epsilon_o \cdot k}}{1 + jr \frac{\omega}{k} - \frac{m\omega^2}{k}}$$

Trong đó

$$\frac{m}{k} = \frac{T_o^2}{4\pi^2}$$

Suy ra

$$\frac{m\omega^2}{k} = \frac{T_o^2}{T^2}$$

$$jr \frac{\omega}{k} = jG \frac{T_o}{T} \quad \text{với} \quad G = \frac{rT_o}{2\pi m}$$

Ngoài ra đặt

$$\frac{Ne^2}{\epsilon_o k} = K$$

Vậy

$$\epsilon'_r = 1 + \sum \frac{K}{1 + jG \frac{T_o}{T} - \frac{T_o^2}{T^2}} \quad (5.1)$$

Trong tĩnh điện học ta có:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_o \vec{E} + \vec{P}$$

Suy ra

$$\epsilon_r = \frac{\vec{D}}{\epsilon_o \cdot \vec{E}} = 1 + \frac{\vec{P}}{\epsilon_o \cdot \vec{E}}$$

\vec{P} là moment lưỡng cực ứng với một đơn vị thể tích của môi trường. Ta có:
 $\vec{P} = \sum N e \vec{s}$, với \vec{s} là đoạn dịch chuyển của electron.

Mặt khác, ở trạng thái cân bằng, ta có :

$$\vec{k} \cdot \vec{s} = e \vec{E}$$

Suy ra

$$\frac{P}{\epsilon_0 E} = \sum \frac{Ne^2}{\epsilon_0 k} = \sum K$$

$$\epsilon_r = 1 + \sum K$$

Vậy

(5.2)

Ta thấy (ϵ_r tiến tới hằng số điện môi tĩnh điện (ϵ_r khi T tăng lên vô cực. Suy ra n' tiến tới phần thực (ϵ_r), hay ($\epsilon_r = \epsilon_r$), khi ta khảo sát các độ dài sóng lớn.

Phần thực (ϵ_r) là chiết suất của môi trường. (ϵ_r hay n) chỉ bằng ϵ_r khi ta xét độ dài sóng lớn mà thôi.

(ϵ_r được gọi là chỉ số tắt, hay chỉ số hấp thụ của môi trường.

(ϵ_r càng lớn, biên độ \vec{E} giảm càng nhanh khi truyền trong môi trường, nghĩa là chấn động bị hấp thụ càng mạnh. Vậy hệ thức Maxwell \vec{E} chỉ là một hệ thức trong trường hợp giới hạn. Hệ thức này càng được nghiệm đúng khi ta xác định chiết suất ứng với các độ dài sóng càng lớn (hay chu kỳ càng lớn). Điều này được xác nhận bằng thực nghiệm. Thí dụ : Khi khảo sát thạch anh, người ta đo được $\sqrt{\epsilon_r} = 2,12$ so với chiết suất thông thường vùng vô tuyến và vùng ánh sáng thấy nó khác $n \approx 1,5$. Những khi nào chiết suất này ứng với độ dài sóng 56 (μ) thì Rubens tìm được trị số là 2,18, rất gần ϵ_r .

Ta nhận xét (ϵ_r), (ϵ_r), (n'), (ϵ_r) và (ϵ_r) là các hàm theo chu kỳ T .

SS.6. GIẢI THÍCH HIỆN TƯỢNG TÁN SẮC.

Trước tiên ta thừa nhận rằng sự dao động của các hạt mang điện, hay electron nói riêng, bên trong phân tử kèm theo một sự tiêu tán năng lượng, tương tự như các hạt cơ học mất năng lượng do sự ma sát. Hiện tượng này biến thành nhiệt, năng lượng của chấn động sáng và gây ra hiện tượng hấp thụ.

Cũng chính vì hiện tượng này mà ta thấy trong phương trình (4.13) có lực ma sát \vec{G} . Sự tiêu tán năng lượng nói trên không xảy ra như nhau đối với các bước sóng mà thay đổi theo bước sóng của chấn động sáng. Ngoài ra, ta đã biết, chấn động của các hạt mang điện như electron là chấn động cưỡng bức. Chấn động sáng là chấn động kích thích. Chấn động của các hạt mang điện càng mạnh khi chu kỳ của chấn động kích thích càng gần chu kỳ riêng T_0 của hạt. Mà lực ma sát \vec{G} tỷ lệ với vận tốc của hạt, vậy hiện tượng tiêu tán năng lượng trên mạnh nhất khi chu kỳ T của chấn động sáng bằng chu kỳ riêng T_0 của hạt. Hay nói cách khác, hiện tượng hấp thụ xảy ra rõ rệt ở vùng lân cận chu kỳ riêng T_0 và mạnh nhất khi ta có sự cộng hưởng, nghĩa là khi chu kỳ của chấn động kích thích bằng chu kỳ riêng T_0 của hạt bị kích thích.

Sự hấp thụ xảy ra trong từng vùng bước sóng như vậy được gọi là sự hấp thụ lọc lựa.

Bây giờ ta trở lại hệ thức

$$\varepsilon_r' = n'^2 = (v - j\xi)^2 = 1 + \sum \frac{K}{1 + jG \frac{T_o}{T} - \frac{T_o^2}{T^2}}$$

Thế ε_r , G và tách riêng hai phần thực và ảo, ta được

$$* \text{Phần thực : } \tilde{G} \quad (6.1)$$

$$* \text{Phần ảo } j2v(\text{ với } \tilde{G} \quad (6.2)$$

* SỰ TÁN SẮC THƯỜNG.

Sự tán sắc thường xảy ra với các khoảng độ dài sóng ở ngoài vùng hấp thụ. Hệ số G thường có trị số khá nhỏ, do đó nếu ta xét các (cách xa (o đáng kể thì ta có thể bỏ qua số hạng $G^2(2(o^2$ bên cạnh số hạng $((2 - (o^2)^2$. Giả sử bây giờ ta xét vùng hấp thụ ở lân cận độ dài sóng (o và giả sử độ dài sóng này ở cách khá xa các độ dài sóng cộng hưởng (1, (2, ... khác. Như vậy trong vùng bước sóng khảo sát, các số hạng trong tổng số \tilde{G} ứng với (1, (2, ... được coi như các hằng số, các số hạng trong tổng số \tilde{G} ứng với (1, (2, ... có thể coi như triệt tiêu.

Các hệ thức (6.1) và (6.2) viết lại là :

$$v^2 - \xi^2 - \alpha = K \frac{\lambda^2 (\lambda^2 - \lambda_o^2)}{(\lambda^2 - \lambda_o^2)^2 + G^2 \lambda^2 \lambda_o^2} \quad (6.3)$$

$$= K \frac{G \lambda_o \lambda^3}{(\lambda^2 - \lambda_o^2)^2 + G^2 \lambda^2 \lambda_o^2} \quad (6.4)$$

(là một hằng số.

Ta đang xét các độ dài sóng (ở ngoài vùng hấp thụ, nghĩa là (cách (o khá xa, nên trị số của số hạng bên phải của hệ thức (6.4) rất nhỏ, do đó (coi như triệt tiêu. Công thức (6.1) trở thành

$$v^2 = n^2 = 1 + \sum \frac{K \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_o^2} = n_\infty^2 + \sum \frac{K \lambda_o^2}{\lambda^2 - \lambda_o^2} \quad (6.5)$$

$n_\infty^2 = 1 + \sum K$ làø giới hạn của n khi cho λ tiến tới vô cực, ta thấy ngay $n_\infty^2 = \varepsilon_r$. Công thức (4.23) nãøu gọi là công thức Sellmeier. Ta có thể tìm lại một kết quả đã đề cập ở đoạn SS 4.5: $n^2 = (r$ khi cho (((.

Vậy để giải thích hiện tượng tán sắc thường, ta phải thay thế công thức $n^2 = (r$ bằng công thức Sellmeier :

$$n^2 = \varepsilon_r + \sum \frac{K \lambda_o^2}{\lambda^2 - \lambda_o^2} \quad (6.6)$$

Theo công thức này ta thấy (tăng thì chiết suất giảm, phù hợp với thực nghiệm khi khảo sát hiện tượng tán sắc thường. Ta nên nhớ công thức Sellmeier chỉ có giá trị khi ta xét các độ dài sóng ở khá xa (o, nghĩa là khá xa vùng hấp thụ.

Với các môi trường trong suốt đối với vùng ánh sáng thấy được, (o nằm trong vùng tử ngoại hay hồng ngoại).

- Trường hợp chỉ có các vùng hấp thụ trong vùng tử ngoại. Ta có (o nhỏ đối với) nên ta có :

$$\frac{K\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_o^2} = \frac{K}{1 - \lambda_o^2 / \lambda^2} \approx K \left(1 + \frac{\lambda_o^2}{\lambda^2} + \frac{\lambda_o^4}{\lambda^4} \right)$$

Công thức (4.23) có dạng

$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad (6.7)$$

Với $A = 1 + \sum K, B = \sum K\lambda_o^2, C = \sum K\lambda_o^4$

Công thức (6.7) được coi là công thức Cauchy, áp dụng khi khảo sát với các bước sóng (cách khá xa các bước sóng cộng hưởng nằm trong vùng tử ngoại. Công thức này rất phù hợp với các kết quả thực nghiệm khi khảo sát sự tán sắc của thủy tinh.

Nếu chỉ lấy hai số hạng đầu, công thức Cauchy trở thành :

$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2}$$

Các hằng số A, B, C được xác định bằng thực nghiệm đối với từng môi trường khảo sát.

- Trường hợp có cả vùng hấp thụ trong vùng hồng ngoại. Thí dụ, bước sóng cộng hưởng (o nằm trong vùng hồng ngoại, ta có (nhỏ so với (o. Vậy

$$\frac{K'\lambda_o}{\lambda^2 - \lambda_o'^2} = \frac{K'}{1 - \frac{K'^2}{\lambda_o'^2}} \approx -K' \left(1 + \frac{\lambda^2}{\lambda_o'^2} + \frac{\lambda^4}{\lambda_o'^4} \right)$$

Công thức (6.5) viết lại là :

$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} - A'\lambda^2 - B'\lambda^4 \quad (6.8)$$

với $A = 1 + (K - K' = (r - K'$

$$A' = \frac{K'}{\lambda_o'^2}, B' = \frac{K'}{\lambda_o'^4}$$

Công thức (6.8) là công thức Briot, được dùng để khảo sát sự tán sắc bởi các môi trường có các vùng hấp thụ ở trong hai vùng hồng ngoại và tử ngoại.

* HIỆN TƯỢNG TÁN SẮC KHÁC THƯỜNG.

Hiện tượng tán sắc khác thường xảy ra đối với các bước sóng ở trong vùng hấp thụ. Trong trường hợp này (gần bằng (o nên ta phải giữ nguyên hai số hạng ở mẫu số các công thức (6.3) và (6.4).

$$n^2 - \xi^2 - \alpha = K \frac{\lambda^2 (\lambda^2 - \lambda_o^2)}{(\lambda^2 - \lambda_o^2)^2 + G^2 \lambda_o^2 \lambda^2}$$

$$2\xi n = \frac{KG\lambda_o \lambda^3}{(\lambda^2 - \lambda_o^2)^2 + G^2 \lambda_o^2 \lambda^2}$$

Để đơn giản sự khảo sát sự biến thiên của n và ξ theo ω , hay theo mạch số ω , ta xét trường hợp một vùng hấp thụ duy nhất của một chất khí ở áp suất yếu. Trong trường hợp này ta có chiết suất gần bằng 1 và $n'^2 - 1 \approx 2(n' - 1)$

Ta có : \tilde{G}

$$n'^2 = \epsilon'_r = 1 + \frac{Ne^2 / \epsilon_0}{k + jr\omega - m\omega^2}$$

$$\text{hay } n'^2 - 1 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 \cdot m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + j \frac{r}{m} \omega}$$

$$\text{suy ra } n' - 1 = \frac{Ne^2}{2\epsilon_0 \cdot m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + j \frac{r}{m} \omega}$$

Tách riêng hai phần thực và ảo, ta được :

$$v - 1 = n - 1 = \frac{Ne^2}{2\epsilon_0 \cdot m^2} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{r^2}{m^2} \omega^2} \quad (6.9)$$

$$\xi = \frac{Ne^2 r}{2\epsilon_0 \cdot m^2} \frac{\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{r^2}{m^2} \omega^2} \quad (6.10)$$

Hệ thức (6.9) diễn tả sự biến thiên của chiết suất n theo ω . Hệ thức (6.10) diễn tả sự biến thiên của chỉ số hấp thụ ξ theo ω .

* KHẢO SÁT ĐƯỜNG CONG TÁN SẮC.

Dựa vào hàm số $n - 1 = f(\omega)$ hệ thức (6.9) ta vẽ được đường cong tán sắc của môi trường khảo sát.

$$f = n - 1 = M \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{r^2}{m^2} \omega^2} \quad \text{với } M = \frac{Ne^2}{2\epsilon_0 \cdot m}$$

$$\frac{df}{d\omega} = M \frac{2\omega \left[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 - \frac{r^2}{m^2} \omega_0^2 \right]}{\left[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{r^2}{m^2} \omega^2 \right]^2}$$

(> 0 vậy dấu của \tilde{G} là dấu của \tilde{G})

Ta có

\tilde{G} nếu ta có : \tilde{G}

suy ra \tilde{G} và \tilde{G}

$$\text{hay } \omega < \omega_0 \sqrt{1 - G}$$

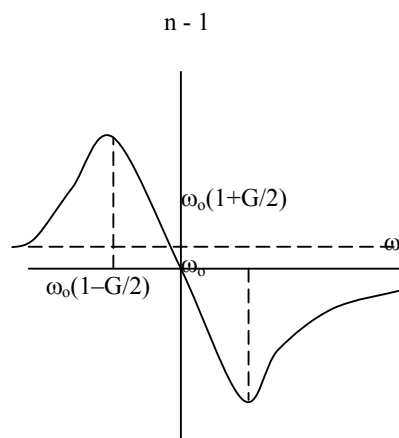
và \tilde{G}

Ngược lại, \tilde{G} nếu : \tilde{G}

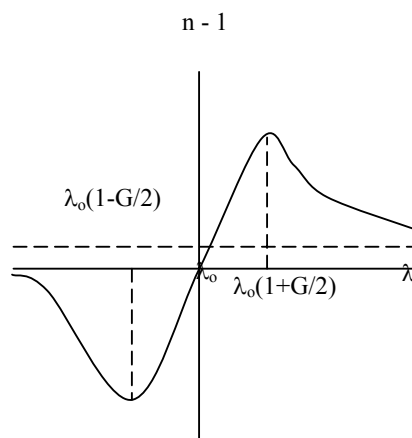
Ngoài ra \tilde{G} khi ta có :

$$\omega = \omega_m = \omega_o \sqrt{1 \mp G} \approx \omega_o \left(1 \mp \frac{G}{2} \right)$$

Vậy đường cong tán sắc, hay đường biểu diễn của $n - 1$ theo (như sau (hình 4.7).



H. 7



H. 8

Nếu ($\gg \omega_o$), xét công thức 4.27, ta thấy $n - 1 \approx 0$ hay $n \approx 1$. Chấn động đi vào môi trường hầu như không bị khúc xạ. Điều này được nghiệm đúng với các tia có năng lượng lớn như tia gamma (có tần số lớn).

Nếu ($\ll \omega_o$), $n - 1 \approx \frac{M}{\omega_o^2}$ hay $n \approx 1 + \frac{M}{\omega_o^2}$ = hằng số.

Vậy đối với các chấn động đi qua môi trường có tần số nhỏ, chiết suất n được coi như không thay đổi theo tần số (hay bước sóng). Đây là trường hợp sóng vô tuyến hoặc hồng ngoại xa. Trong các vùng này, hệ thức Maxwell $n^2 = \epsilon_r$ được nghiệm đúng như ta đã thấy trong tĩnh điện học.

Hình vẽ (8) biểu diễn sự biến thiên của $n - 1$ theo bước sóng λ . Ta thấy phù hợp với đường cong tán sắc vẽ được do thực nghiệm: khi bước sóng ở xa vùng hấp thụ (về cả hai bên) thì chiết suất giảm khi λ tăng. Đó là sự tán sắc thường. Càng lại gần vùng hấp thụ, sự biến thiên càng nhanh.

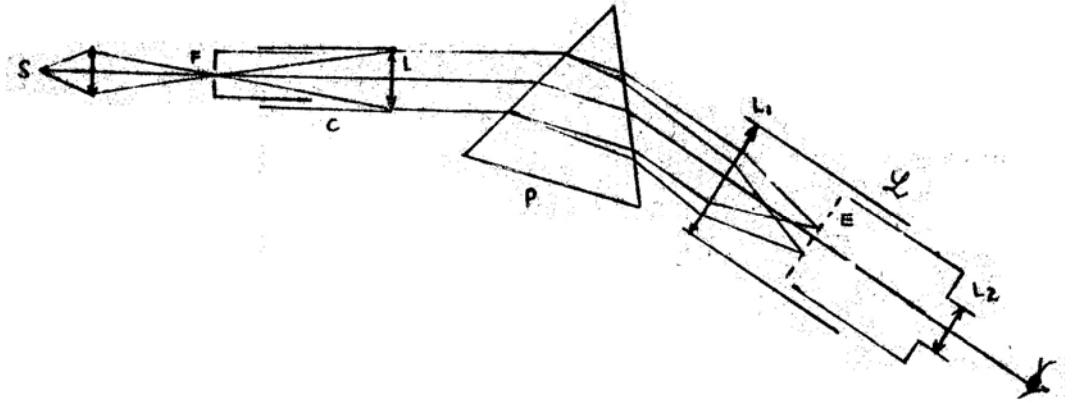
Hiện tượng tán sắc khác thường xảy ra khi bước sóng ở trong vùng hấp thụ mạnh ($\lambda_o \sqrt{1-G} < \lambda < \lambda_o \sqrt{1+G}$). Trong vương naøy n taêng khi λ taêng.

SS.7 . KÍNH QUANG PHỔ.

Quang cụ dùng để phân tích một ánh sáng tạp thành quang phổ (gồm các đơn sắc) gọi là kính quang phổ.

a. Kính quang phổ có lăng kính.

Một kính quang phổ có 3 bộ phận chính :



H.9

- Ống chuẩn trực C
- Bộ phận tán sắc là lăng kính P
- Kính nhòm L

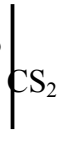
* Ống chuẩn trực:

Gồm một khe F (thẳng góc với mặt phẳng của hình vẽ) có thể điều chỉnh bề rộng được, được chiếu sáng bởi nguồn sáng S mà ta muốn khảo sát quang phổ. Khe F trở thành một khe sáng, được để ở vị trí mặt phẳng tiêu của một thấu kính L tiêu sắc. Như vậy, ống chuẩn trực cho một chùm tia sáng tạp song song, chiếu tới lăng kính P.

* Bộ phận tán sắc:

Trong loại máy này là một lăng kính. Tùy theo phạm vi bước sóng mà ta cần khảo sát, ta dùng lăng kính làm bằng các chất khác nhau :

Môi trường	: nD	Phạm vi sử dụng	Đặc tính
thủy tinh	Flint nhẹ	1,57	- Tán sắc mạnh, hấp thụ tia tử ngoại gần dải hấp thụ ở 2,9μ
	Flint nặng	1,65	
	SiO ₂ đúc	1,458	
tinh thể	CaF ₂ (fluorin)	1,434	0,14μ → 8μ vùng hồng ngoại < 23(
	KCl (sylvin)	1,490	
	KBr	1,559	
	CsI	1,788	
		15μ → 27μ	
		vùng hồng ngoại	

<div style="text-align: center;"> chất lỏng  CS_2 </div>	1,629	$< 50($ $0,22\mu \rightarrow 5,8\mu$	- Tán sắc mạnh. Dải hấp thụ ở vùng tử ngoại gần.
---	-------	---	---

n_D là chiết suất ứng với vạch D của Na.

Khi sử dụng, lăng kính được đặt ở vị trí có độ lệch cực tiểu đối với bức xạ trung bình của vùng ánh sáng khảo sát. Đây là vị trí tốt nhất cho việc khảo sát.

- Kính nhòm : Quang phổ được quan sát nhờ một kính nhòm L. Ánh sáng bị tán sắc (khi ló ra khỏi lăng kính) được hội tụ lên mặt phẳng tiêu E của thấu kính L1. Vì các đơn sắc lệch khác nhau khi đi qua lăng kính nên vị trí các màu trên mặt phẳng E lệch nhau, tạo thành quang phổ. Ta quan sát nhờ một vật kính L2.

Nếu muốn chụp hình quang phổ, ta có thể đặt một phim ảnh ở vị trí mặt phẳng E. Trong trường hợp này, ta có một máy quang phổ ký : Quang phổ ký đặc biệt cần thiết khi ta khảo sát quang phổ tử ngoại, là vùng bước sóng mà mắt không thể quan sát được.

Các máy quang phổ cho ta biết ngay trị số các bước sóng, nhờ một bảng đo mẫu có sẵn trong máy, được gọi là các quang phổ kế.

* NĂNG SUẤT GIẢI CỦA KÍNH QUANG PHỔ LĂNG KÍNH.

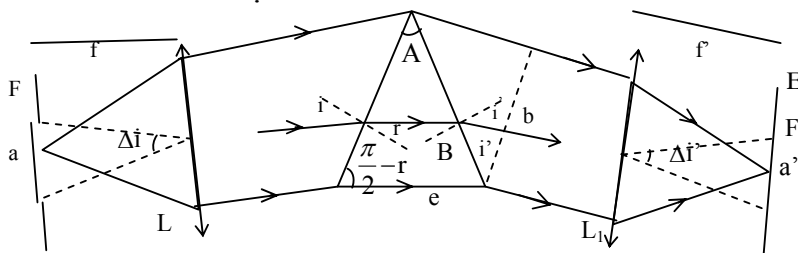
Xét hai bước sóng $($ và $('$ $= (+ d($ phát ra từ khe sáng F. Ứng với mỗi bước sóng $($ và $('$ ta có một ảnh trên mặt phẳng E. Một kính quang phổ có năng suất giải càng cao nếu ta thể phân biệt được hai ảnh (ứng với $($ và $('$) với $d($ càng nhỏ.

1. Ảnh hưởng của bề rộng khe sáng F.

Giả sử khe F có bề rộng a , ảnh F' trên màn E của khe F có bề rộng a' . Vì lăng kính ở vị trí có độ lệch cực tiểu nên độ biến thiên của góc tới $(i$ (khi xét từ mép này tới mép kia của khe F) và độ biến thiên của góc ló $(i'$ (xét từ mép này tới mép kia của khe F') phải bằng nhau. Ta có :

$$\Delta i = \Delta i' \text{ hay } \frac{a}{f} = \frac{a'}{f'}$$

f và f' là tiêu cự của các thấu kính L và L1.



Nếu khe F khá rộng thì bề rộng a' của ảnh hình học F' lớn hơn bề rộng của ảnh nhiễu a. Do đó ảnh F' sáng đều. Gọi $(D$ là độ biến thiên của độ lệch ứng với các bước sóng $($ và $(+ (($, hay ứng với các chiết suất n và $n + (n$. Điều kiện để ta phân biệt được hai ảnh ứng với hai bước sóng là hai ảnh này không lấn lên nhau nghĩa là ta phải có điều kiện

$$f' \cdot \Delta D > a'$$

suy ra $f \cdot \Delta D > a$

Cũng trong điều kiện độ lệch cực tiểu của lăng kính, ta có :

$$\frac{\Delta D}{\Delta n} = 2 \frac{tgi}{n}$$

do đó : \hat{c}

Vậy điều kiện giới hạn về bề rộng của khe sáng F để có thể phân biệt được hai ảnh ứng với hai bước sóng cách nhau ($\Delta \lambda$) là :

$$a = 2 f tgi \frac{\Delta n}{n} \quad (4.29)$$

Nhận xét công thức (4.29), ta thấy nếu tiêu cự f của thấu kính chuẩn trực L càng nhỏ thì bề rộng a của khe sáng F phải càng bé. Ngược lại muốn mở rộng khe F để quang thông tới lăng kính tăng lên thì phải tăng tiêu cự f.

2. Ảnh hưởng của hiện tượng nhiễu xạ.

Trong trường hợp khe F khá nhỏ, ta chỉ cần để ý tới hiện tượng nhiễu xạ khi khảo sát năng suất giải của kính quang phổ. Thiết diện của lăng kính đóng vai trò của hồng nhiễu xạ. Gọi b là bề rộng của chùm tia ló ra khỏi lăng kính, B là bề rộng mặt ra của lăng kính, e là chiều dài lớn nhất ánh sáng đi qua lăng kính (trong trường hợp hình vẽ 4.10 chính là bề rộng của đáy lăng kính).

Ta có : \hat{c} và \hat{c}

Ngoài ra, ta có :

$$\frac{dD}{dn} = \frac{\sin A}{\cos i' \cdot \cos r} = \frac{e}{b}$$

$$\text{hay} \quad dD = \frac{e}{b} dn$$

Ta có thể coi ảnh nhiễu xạ trên màn E, ứng với một bước sóng (λ), như gây ra bởi một hồng có bề rộng b. Một nửa bề rộng của ảnh nhiễu xạ tính theo góc là \hat{G}

Góc (\hat{G}) chính là giới hạn để ta có thể phân biệt được hai ảnh nhiễu xạ ứng với hai bước sóng (λ và $\lambda + d\lambda$)

Vậy ta phải có : dD ((

$$\text{hay} \quad \frac{e}{b} dn \geq \frac{\lambda}{b}$$

$$e dn \geq \lambda$$

Năng suất giải của kính quang phổ được định nghĩa là :

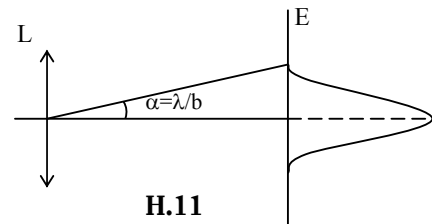
$$\hat{c} \text{ Vậy } \hat{c} \quad (7.1)$$

Năng suất giải R càng lớn thì ta càng có khả năng phân biệt được hai ảnh nhiễu xạ ứng với hai bước sóng có độ lệch $d\lambda$ (càng nhỏ).

Công thức (7.1) được gọi là công thức Lord Rayleigh. Theo công thức này, ta thấy năng suất giải của kính quang phổ chỉ tùy thuộc vào lăng kính.

Tỷ số \hat{G} được gọi là độ tán sắc của kính quang phổ.

Ta cũng cần lưu ý : Khi đề cập tới sự phân biệt hai ảnh, nếu ta trực tiếp quan sát bằng mắt, thì ngoài tiêu chuẩn của Lord Rayleigh về sự phân biệt hai ảnh nhiễu xạ, ta cần xét tới năng suất phân ly của mắt.

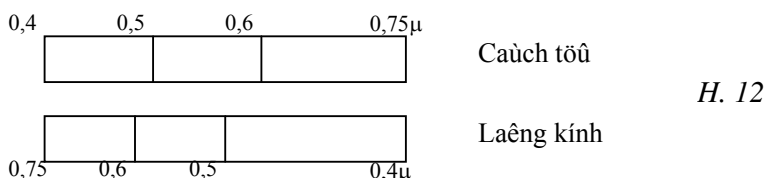


B. KÍNH QUANG PHỔ DÙNG CÁCH TỬ.

Sự cấu tạo của loại kính quang phổ này tương tự kính quang phổ dùng lăng kính, chỉ khác bộ phận tán sắc là một cách tử thay cho lăng kính.

Như ta đã biết khi khảo sát cách tử, với loại kính quang phổ dùng cách tử, ta được nhiều quang phổ. Các quang phổ này tán sắc càng mạnh khi bậc của nó càng lớn. Khác với quang phổ cho bởi lăng kính, với cách tử, độ lệch của tia sáng càng lớn nếu bước sóng càng lớn. Do đó tia đỏ lệch nhiều nhất, tia tím lệch ít nhất. Trong trường hợp đặc biệt, nếu chùm tia tới thẳng góc với cách tử và khi xét các góc nhiễu xạ nhỏ thì độ lệch của tia sáng tỷ lệ với bước sóng.

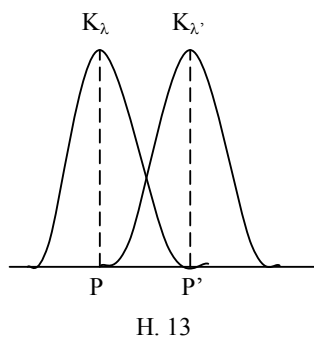
Ngoài ra, sự phân bố các màu trong quang phổ cách tử, so với bước sóng, đều đặn hơn quang phổ lăng kính như ta đã thấy trong (hình vẽ 12).



Với kính quang phổ cách tử, người ta được những quang phổ tán sắc khá mạnh so với quang phổ lăng kính.

* NĂNG SUẤT GIẢI CỦA KÍNH QUANG PHỔ CÁCH TỬ.

Trong chùm tia sáng đi qua cách tử, ta xét hai bức xạ ứng với hai bước sóng λ và λ' ($\lambda' = \lambda + d$). Với hai bước sóng này, ta được hai hệ thống vân lệch nhau một chút. Theo tiêu chuẩn Lord Rayleigh, ta phân biệt được hai hệ thống vân nếu cực đại thứ K của λ' ($K(\lambda')$) gần nhất là trùng với cực tiểu đầu tiên cạnh cực đại thứ nhất K của λ ($K(\lambda)$).



Tại điểm P, ta có cực đại thứ K ứng với bước sóng λ , vậy hiệu quang lộ của hai chùm tia đi qua hai khe liên tiếp của cách tử là

$$\delta_P = K\lambda$$

- Tại P', ta có cực đại thứ K của bước sóng λ' vậy :

$$\delta_{P'} = K\lambda' = K(\lambda + d\lambda)$$

Ngoài ra, P' cũng là vị trí của cực tiểu đầu tiên cạnh cực đại thứ K của bước sóng, nên ta có :

$$\delta_{P'} = K\lambda + \frac{\lambda}{N}$$

N là tổng số khe của cách tử

Vậy $K((+d) = K(+G$

Suy ra $\frac{\lambda}{d\lambda} = KN$

được định nghĩa là năng suất giải R của cách tử

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = KN$$

Vậy năng suất giải của kính quang phổ cách tử càng lớn nếu ta xét quang phổ có bậc K càng lớn.

SS.8. CÁC LOẠI PHỔ.

* Quang phổ phát xạ.

1. Phổ liên tục:

Một phổ liên tục chứa tất cả các bức xạ với các bước sóng ở trong một khoảng hạn nào đó. Trong quang phổ này, các màu biến thiên một cách liên tục.

Quang phổ mặt trời là một thí dụ gần đúng về phổ liên tục từ tím tới đỏ nếu ta bỏ qua các vạch hấp thụ Fraunhofer. Ta cũng có các phổ liên tục cho bởi các chất rắn hay chất lỏng bị kích thích bởi nhiệt (nung nóng).

2. Quang phổ vạch.

Gồm nhiều vạch rời nhau. Mỗi vạch là một đơn sắc. Thường các vạch không phân bố đều trên toàn bề rộng của quang phổ.

Thí dụ : quang phổ hydrogen cho bởi ông Geissler gồm 4 vạch trong vùng trông thấy được gọi là H α , H β , H γ , H δ

	H α	H β	H γ	H δ	
Hồng ngoại					Tử ngoại

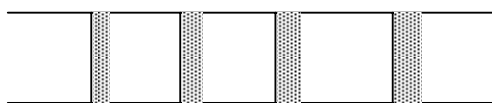
H. 14

Các vạch H α , H β , H γ , H δ lần lượt có bước sóng 6563Å, 4861Å, 4340Å, 4102Å.

Quang phổ cho bởi ngọn lửa Natrium gồm một vạch kép D gồm hai vạch rất gần nhau ứng với các bước sóng 5890Å và 5896Å. Nếu ta thực hiện thí nghiệm với nhiều muối khác nhau của Na, ta thấy vị trí của các vạch D không thay đổi trong quang phổ. Như vậy các vạch này đặc trưng cho nguyên tố Natrium, đó là phổ của nguyên tử Natrium sau khi phân ly khỏi muối của nó. Người ta thừa nhận rằng tất cả các quang phổ vạch đều là quang phổ sinh ra bởi các nguyên tử của các nguyên tố khác nhau.

3. Quang phổ dải.

Gồm nhiều dải sáng màu, một cạnh rõ nét, cạnh kia mờ dần.

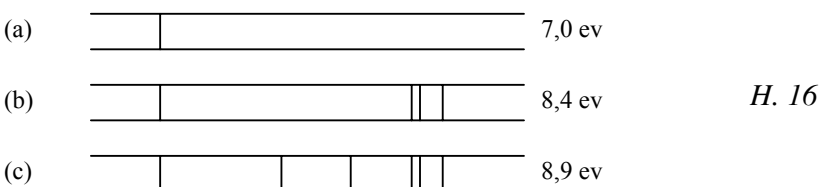


H. 15

Nhưng nếu ta dùng một kính quang phổ có độ tán sắc mạnh hơn thì ta thấy các dải bị phân ly thành vô số vạch. Các vạch này gần nhau ở về phía cạnh rõ nét và càng xa nhau khi đi về phía cuối dải.

Quang phổ dải sinh ra bởi các phân tử. Thực vậy ta được quang phổ dải khi nguồn phát xạ là các khí đa nguyên tử khi các điều kiện kích thích không làm phân ly khí đó. Thí dụ quang phổ cho bởi ống Geissler chứa khí nitrogen. Nếu sự kích thích mạnh khiến các phân tử bị phân ly thành các nguyên tử thì ta lại được quang phổ vạch. Ta có thể kiểm nhận điều này bằng cách khảo sát quang phổ nitrogen khi kích thích bằng tia lửa điện, là một cách kích thích mạnh làm phân ly các phân tử N_2 thành các nguyên tử N.

Như vậy, ta thấy sự cấu tạo của một quang phổ phát ra bởi một nguồn phát xạ thay đổi theo điều kiện kích thích (nhiệt độ, áp suất, hiệu thế điện,). Ở đây ta không đề cập tới cơ cấu của sự phát xạ, cho nên không đi sâu vào vấn đề này, tuy nhiên cũng nêu một thí dụ cho thấy sự thay đổi về thành phần quang phổ do sự thay đổi điều kiện kích thích nguồn phát xạ. Trong trường hợp phát xạ do bởi thủy ngân gây ra bởi sự bắn phá bằng một chùm điện tử. Sự cấu tạo của quang phổ thay đổi theo năng lượng electron kích thích. Các hình 4.16a, 4.16b, 4.16c là các phổ phát xạ bởi Hg ứng với năng lượng của electron kích thích lần lượt là 7,0 ev, 8,4 ev, 8,9 ev.



* QUANG PHỔ HẤP THỤ.

Dội một chùm tia sáng đi qua một chất A, giả sử dùng ánh sáng trắng. Chùm tia ló ra được cho đi qua một kính quang phổ. Nếu chất A không có tính hấp thụ đối với các bước sóng của ánh sáng tới thì ta vẫn quan sát một quang phổ liên tục từ đỏ tới tím. Nếu chất A có tính hấp thụ đối với một số bước sóng trong ánh sáng tới, thì khi quan sát, trên nền của phổ liên tục, ta thấy những vạch đen hay dải đen ở vị trí của các bước sóng bị hấp thụ. Quang phổ với những vạch đen hay dải đen được gọi là quang phổ hấp thụ của chất A.

Thí dụ : quang phổ mặt trời đúng ra là quang phổ hấp thụ. Những vạch hấp thụ được gọi là vạch Fraunhofer, ở vị trí các bước sóng bị lớp khí áp suất yếu xung quanh mặt trời (gọi là lớp chromosphere) và lớp khí quyển bao quanh trái đất hấp thụ (7594A, 6867A, 6563A, 6893A).

* ĐỊNH LUẬT KIRCHHOFF.

Trong khi khảo sát các quang phổ hấp thụ của các chất khác nhau, người ta nhận xét được một điều quan trọng là: chính những bức xạ hiện diện trong quang phổ phát xạ lại là những bức xạ bị hấp thụ trong quang phổ hấp thụ.

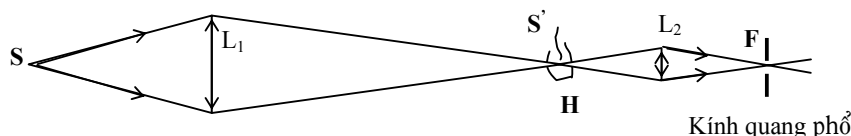
Kirchhoff đã nêu định luật sau :

Một vật chỉ có thể phát ra những bức xạ mà nó có thể hấp thụ trong cùng một điều kiện.

- Kiểm chứng :

Ta đã biết ngọn lửa Na (bằng cách bỏ vài hạt muối vào ngọn lửa đèn cồn) phát ra các vạch 5890A và 5896A. Theo định luật Kirchhoff, ngọn lửa Na cũng phải hấp thụ các bước sóng trên.

Thực vậy, ta xếp đặt một thí nghiệm như hình vẽ 4.17.



H 17

S là một đèn điện dây tóc cho một quang phổ liên tục. Nếu tại S' ta đặt một ngọn lửa Na thì qua kính quang phổ ta thấy trên nền quang phổ liên tục của đèn điện S xuất hiện 2 vạch đen tại vị trí của các bước sóng 5890Å và 5896Å. Thực ra, hai vạch này không hoàn toàn đen, vì mặc dù ngọn lửa S' hấp thụ các bước sóng trên của ngọn đèn S nhưng chính S' lại phát ra hai đơn sắc này. Nhưng cường độ sáng của các bức xạ phát ra bởi S' yếu hơn cường độ sáng của các bức xạ còn lại trên quang phổ liên tục phát ra bởi S nên ta nhìn thấy hai vạch như đen.

Hiện tượng trên được gọi là hiện tượng đảo vạch quang phổ.

SS.9. VẬN TỐC PHA - VẬN TỐC NHÓM.

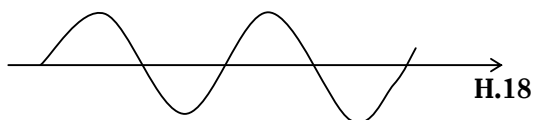
Ta trở lại phương trình chấn động của một sóng phẳng điều hòa. Chấn động phát ra từ nguồn giả sử có dạng :

$$s_0 = a \cos \omega t$$

Nếu v là vận tốc truyền của sóng, phương trình chấn động tại một điểm M trên phương truyền Ox, cách nguồn chấn động một đoạn x là :

$$S = a \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right)$$

với (t) là pha của chấn động



Xét một điểm M mà pha có một trị số là K.

$$\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = K$$

suy ra $t = \text{hằng số}$

hay $x = vt + \text{hằng số}$

Như vậy ta thấy v chính là vận tốc truyền của các điểm có pha không thay đổi. Vì vậy v được gọi là vận tốc pha.

Thực ra, không bao giờ có một sóng điều hòa như trên truyền vô tận trong không gian và thời gian, mà trong thực tế, các sóng ta khảo sát là chồng chất của nhiều sóng điều hòa. Trước hết ta xét trường hợp đơn giản : sự chồng chất của hai sóng có cùng biên độ a, chu kỳ hơi khác T và T'. Phương trình của hai sóng là :

$$S_1 = a \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = a \cos 2\pi(vt - kx) \quad \text{vôùi } k = \frac{1}{\lambda}$$

$$S_2 = a \cos \omega' \left(t - \frac{x}{v'} \right) = a \cos 2\pi(v't - k'x) \quad \text{vôùi } k' = \frac{1}{\lambda'}$$

Chấn động tổng hợp là :

$$S = S_1 + S_2 = 2a \cos 2\pi \left(\frac{v' - v}{2} t - \frac{k' - k}{2} x \right) \cos 2\pi \left(\frac{v' + v}{2} t - \frac{k' + k}{2} x \right) \text{ vì } v' \approx v, \text{ và } k' \approx k, \text{ nên ta}$$

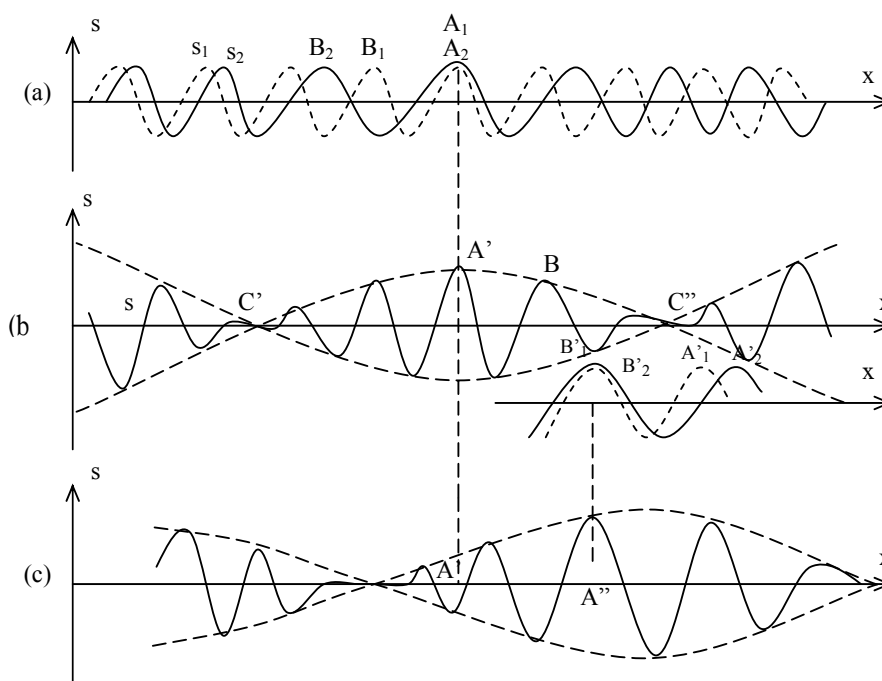
$$\text{có thể cho } \frac{v' + v}{2} \approx v, \frac{k' + k}{2} \approx k$$

Vậy

Ta thấy biên độ A của sóng tổng hợp thay đổi theo hoành độ x và thời gian t

$$A = 2a \cos 2\pi \left(\frac{\Delta v}{2} t - \frac{\Delta k}{2} x \right)$$

Sự hợp của hai sóng điều hòa như trên được biểu diễn bằng hình vẽ 4.19



H. 19

Nếu chỉ có bước sóng λ , ta có chấn động sin s_1 ; Nếu chỉ có bước sóng λ' , ta có chấn động sin s_2 ; Nếu có cả hai bước sóng λ và λ' , ta có chấn động tổng hợp s với bước sóng là $A'B$ và có biên độ thay đổi một cách tuần hoàn: cực đại tại A' , triệt tiêu tại C', C'', \dots

Pha của sóng tổng hợp là $2\pi((t - kx))$. Muốn tính vận tốc truyền pha (vận tốc pha) ta cho $2\pi((t - kx)) = \text{hằng số}$.

$$\text{Suy ra } x = vt + \text{hằng số}$$

Vậy vận tốc truyền pha của sóng tổng hợp là

$$\boxed{v = \frac{v}{k} = \lambda v} \quad (9.1)$$

Đoạn sóng $C'C''$ được gọi là một nhóm sóng. Vận tốc truyền v đi của nhóm sóng được gọi là vận tốc nhóm. Giả sử hình 19a biểu diễn các chấn động vào thời điểm t . Khi đó các cực đại A_1, A_2 trùng nhau. Hình 19b biểu diễn chấn động tổng hợp s vào cùng thời điểm có biên độ cực đại ở A' . Vào thời điểm $t' = t + \Delta t$, sóng s_1 truyền được một đoạn $v\Delta t$, sóng s_2 truyền được một đoạn $v'\Delta t$. Nếu thời gian Δt thích hợp để có hiệu số $v'\Delta t - v\Delta t = (v' - v)\Delta t = \Delta t - \Delta t$ thì các cực đại B'_1 và B'_2 (từ B_1 và B_2 đến) sẽ trùng nhau. Nhóm sóng di chuyển được một đoạn là $A'A'' =$

v. (Ta thấy vận tốc nhóm V là vận tốc truyền của biên độ và có trị số khác với vận tốc pha v. Xét sự truyền của một biên độ xác định. Ta có :

chẳng số
suy ra chẳng số

x là đoạn di chuyển của biên độ nói trên ứng với thời gian t, vận tốc truyền biên độ là $\frac{\Delta v}{k}$ hay $\frac{dv}{dk}$

$$V = \frac{dv}{dk} \quad (9.2)$$

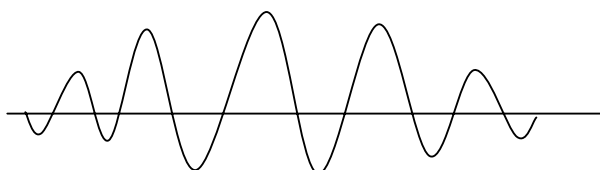
Mà ta có : $V = \frac{d\omega}{dk}$

Suy ra $V = v + k \frac{dv}{dk}$

Hay $V = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}$

Tùy theo dấu của $\frac{dv}{d\lambda}$, vận tốc nhóm V có thể lớn hay nhỏ hơn vận tốc pha v.

Ở trên ta đã xét trường hợp chồng chất hai sóng điều hòa để giản dị hóa vấn đề. Các sóng mà ta khảo sát trong thực tế được coi là tổng hợp của nhiều sóng. Trong trường hợp này, ta chứng minh được với sự gần đúng, sóng tổng hợp chỉ có biên độ khác không trong một khoảng không gian nhỏ. Ta gọi sóng tổng hợp này là một bó sóng.



Vận tốc pha và vận tốc nhóm của bó sóng là :

$$v = \frac{v_0}{k_0}$$

$$V = \left(\frac{dv}{dk} \right)_{k_0}$$

(k_0 là tần số trung bình của các sóng điều hòa tổng hợp thành bó sóng, $k_0 = \frac{\omega_0}{v_0}$)

Ta nhận xét vận tốc nhóm chỉ bằng vận tốc pha khi $\frac{dv}{d\lambda} = 0$, nghĩa là với các môi trường không tán sắc (vận tốc truyền pha không phụ thuộc bước sóng).

Chương VI

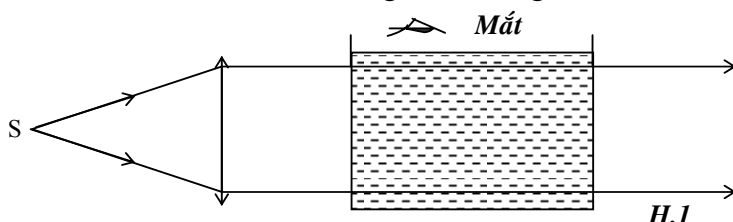
SỰ TÁN XẠ ÁNH SÁNG

§§1. HIỆN TƯỢNG TÁN XẠ ÁNH SÁNG.

Quan sát một chùm tia sáng rơi vào một phòng tối. Nếu không khí trong phòng thật sạch, ta không thấy được đường đi của chùm tia sáng. Điều đó chứng tỏ ánh sáng chỉ truyền theo phương quang hình. Nhưng nếu trong phòng có vẩn các hạt bụi nhỏ thì ta nhìn thấy được đường đi của chùm tia sáng chiếu vào phòng nhờ những hạt bụi nhỏ, trở thành những hạt sáng, bên trong chùm tia. Điều này chứng tỏ rằng trong một môi trường vẫn có lẫn các hạt nhỏ không đồng tính (về quang học) với môi trường, ngoài phần ánh sáng truyền đi theo phương tới, còn một phần ánh sáng truyền theo các phương khác. Hiện tượng này gọi là sự tán xạ ánh sáng.

Ta cũng có hiện tượng tán xạ trong các môi trường vẫn ở thể lỏng, và ngay cả trong trường hợp tinh thể.

Ta có thể thực hiện một thí nghiệm đơn giản như sau :

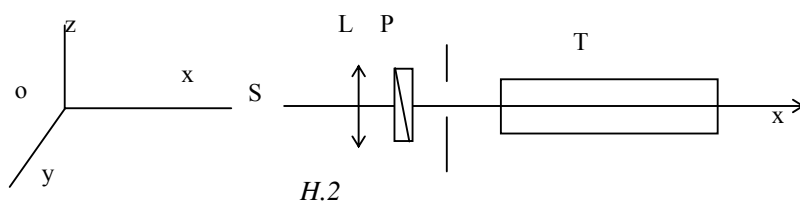


Rọi một chùm tia sáng song song qua một chậu nước yên tĩnh. Nếu nước thật sạch thì mắt đặt ở vị trí, giả sử như hình vẽ 1, không nhìn thấy đường đi của chùm tia sáng qua nước. Nhỏ vào chậu nước vài giọt nước hoa, nước trong chậu C trở thành một môi trường vẩn và mắt nhìn thấy rõ đường đi của chùm tia sáng qua chất lỏng. Vậy môi trường đã tán xạ ánh sáng.

Hiện tượng tán xạ ánh sáng bởi các hạt nhỏ (so với bước sóng) trong một môi trường đồng tính về quang học được gọi là hiện tượng Tyndall; Tyndall khảo sát thực nghiệm (1868) và Hayleigh khảo sát về lý thuyết (1871).

§§2. SỰ TÁN XẠ BỞI CÁC HẠT NHỎ SO VỚI BƯỚC SÓNG – HIỆN TƯỢNG TYNDALL.

Ta khảo sát hiện tượng tán xạ ánh sáng bởi môi trường vẩn với ánh sáng tự nhiên hoặc ánh sáng phân cực. Thí nghiệm được thiết trí như hình vẽ 2.

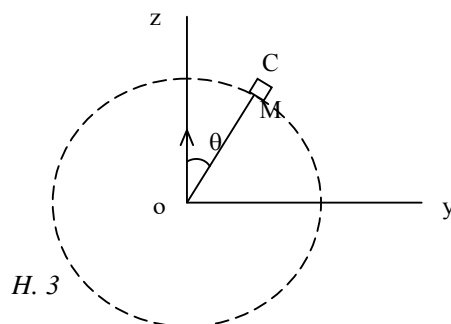


Ống T chứa môi trường tán xạ ánh sáng. Giả sử các hạt tán xạ là những hạt điện môi, không màu, trong suốt, đồng chất và có dạng hình cầu, kích thước nhỏ so với các bước sóng

khảo sát. Mắt quan sát theo phương Oy. Ánh sáng khuếch tán có màu xanh nhạt, trong khi ánh sáng tới là ánh sáng trắng.

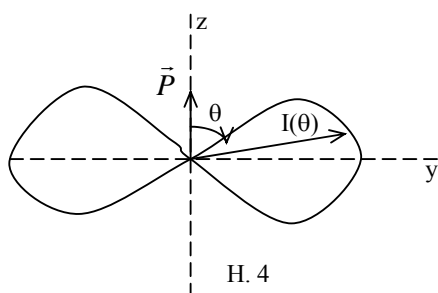
Quay kính phân cực P xung quanh phương Ox, ta thấy cường độ ánh sáng tán xạ qua một cực tiểu gần như triệt tiêu khi phương chấn động của ánh sáng tới song song với phương quan sát Oy và qua một cực đại khi phương chấn động tới song song với phương Oz.

Ngược lại, ta có thể giữ cố định phương chấn động của ánh sáng tới, thí dụ theo phương Oz và thay đổi phương quan sát OM trong mặt phẳng thẳng góc với phương truyền Ox của chùm tia tới thì ta thấy khi phương quan sát OM song song với phương Oy, cường độ ánh sáng tán xạ cực đại; Khi phương quan sát OM trùng với phương Oz, cường độ ánh sáng tán xạ triệt tiêu.



Vậy không có ánh sáng tán xạ theo phương của chấn động tới. Ngoài ra, quan sát bằng một nicol phân tích, ta thấy ánh sáng tán xạ cũng là ánh sáng phân cực thẳng.

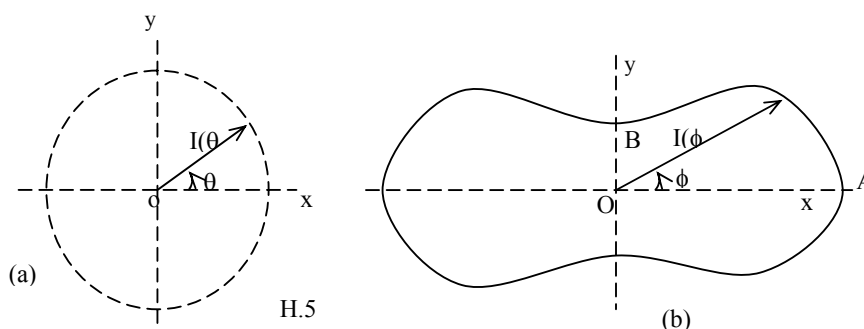
Nếu ta đo cường độ ánh sáng khuếch tán I tại mỗi vị trí M bằng một tế bào quang điện C và vẽ đường biểu diễn sự biến thiên của I theo góc θ ta được đường cong có dạng như hình vẽ h.4.



- Bây giờ dùng ánh sáng tới là ánh sáng tự nhiên (bỏ kính phân cực P ra). Vì ánh sáng chỉ truyền được chấn động ngang nên ánh sáng tán xạ theo phương quan sát OM vẫn là ánh sáng phân cực toàn phần. Phương chấn động thẳng góc với OM. Nếu phương tán xạ không thẳng góc với Ox, ánh sáng tán xạ chỉ phân cực một phần. Ngoài ra, vì sự phân bố đối xứng các chấn động thẳng trong mặt phẳng YOZ xung quanh phương truyền Ox

của ánh sáng tự nhiên, ta thấy cường độ ánh sáng tán xạ trong trường hợp này không thay đổi khi quay phương quan sát OM trong mặt phẳng YOZ.

- Trong thí nghiệm ở hình vẽ 2, ta để ống T thẳng đứng, nghĩa là cho trục của ống song song với trục Oz. Đo cường độ ánh sáng khuếch tán theo các phương thẳng góc với trục Oz. Nếu ánh sáng tới là ánh sáng phân cực chấn động theo phương Oz thì cường độ ánh sáng khuếch tán I không đổi khi phương quan sát OM quay xung quanh O trong mặt phẳng XOY. Nếu ánh sáng tới là ánh sáng tự nhiên thì cường độ I thay đổi theo góc (như hình vẽ 5b với $OA = 2OB$).



§§3. ĐỊNH LUẬT RAYLEIGH.

- Cường độ ánh sáng tán xạ I tỷ lệ nghịch với lũy thừa bậc 4 của bước sóng ánh sáng

$$I = \frac{K}{\lambda^4}$$

K là một hằng số đối với bước sóng (λ).

Theo định luật này bước sóng càng nhỏ thì ánh sáng khuếch tán có cường độ càng lớn. Chính vì vậy khi cho ánh sáng trắng đi qua môi trường tán xạ và quan sát ánh sáng tán xạ, ta thấy màu xanh nhạt.

Định luật này được giải thích như sau : Xét một điểm M của thể tích vi cấp v trong môi trường tán xạ. Giả sử phương trình chấn động của ánh sáng tới tại điểm M là $A \cos(\omega t)$. Theo lý thuyết về nhiễu xạ thì thể tích vi cấp v đóng vai trò của một nguồn thứ cấp đồng pha với chấn động tới. Chấn động từ nguồn thứ cấp này truyền tới một điểm P cách M một khoảng r là

$$y = k \frac{A}{r} \cdot v \cdot \cos\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right)$$

Hệ số k tùy thuộc góc mà phương MP làm với phương của tia tới, tính chất của hạt tán xạ, mật độ các hạt tán xạ, bước sóng (λ) của ánh sáng.

$k \cdot \frac{A}{r} \cdot v$ chính là biên độ chấn động của phần tử. Vậy phương trình chấn động của phần tử là

$A \cdot \frac{k v}{r}$ không có thứ nguyên (hay có thứ nguyên bằng 1 : $\bar{G} = 1$), suy ra thứ nguyên của k là nghịch đảo của chiều dài bình phương \bar{G} . Rayleigh chứng tỏ được rằng hệ số k tỷ lệ nghịch với (2).

$$k = \frac{k_0}{\lambda^2}$$

Vậy biên độ của chấn động tán xạ có thể viết là :

$$a = k \cdot \frac{A}{r} \cdot v = k_0 \cdot \frac{A}{r} \cdot v \cdot \frac{1}{\lambda^2}$$

Cường độ chấn động tán xạ là :

$$I = a^2 = \left[k_0 \cdot \frac{A}{r} \cdot v \right]^2 \cdot \frac{1}{\lambda^4} = \frac{K}{\lambda^4}$$

§§4. THUYẾT ĐIỆN TỪ VỀ SỰ TÁN XẠ BỞI CÁC HẠT NHỎ.

Xét các hạt tán xạ trong môi trường. Điện trường xoay chiều của sóng ánh sáng khi truyền qua môi trường làm dời chỗ các điện tích bên trong mỗi hạt khiến các hạt trở thành phân cực, tạo thành một lưỡng cực điện có moment. Nếu kích thước của hạt nhỏ so với bước sóng thì vào mỗi thời điểm, trong thể tích v của hạt, ta có thể coi như có một điện trường đều. Moment có trị số tỷ lệ với điện trường E và thể tích v . Ta có thể đặt

$$P = \alpha \cdot vE$$

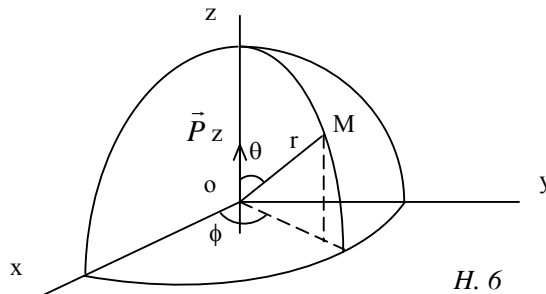
Hệ số tỷ lệ (tùy thuộc bản chất của hạt).

Giả sử điện trường có dạng $E = E_m \cos(\omega t)$, moment P sẽ có dạng

$$P = P_m \cos(\omega t) \quad \text{với} \quad P_m = (\alpha \cdot v) E_m$$

Lưỡng cực điện hình sin này sẽ phát xạ một sóng thứ cấp có mạch số (và bước sóng). Giả sử Oz là phương của điện trường, đồng thời là phương của moment đặt tại O . Tại một điểm M cách O một đoạn r , điện trường của sóng thứ cấp tính được là:

$$E' = -\frac{\pi \sin}{\epsilon_0 \lambda^2 r} P_m \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = E'_m \cos(\omega t - kr) \quad (4.1)$$



Trong đó θ là góc hợp bởi các phương Oz và OM .

Năng lượng truyền theo phương OM , qua một đơn vị diện tích tại M trong một đơn vị thời gian được tính theo công thức:

$$I = \frac{\epsilon_0 C E_m^2}{2} = \frac{4 P_m^2}{32 \pi^2 \epsilon_0 \cdot c^3 r^2} \sin^2 \theta$$

$$\text{hay} \quad I = \frac{\omega^4 \alpha^2 v^2}{32 \pi^2 \epsilon_0 \cdot c^3 r^2} E_m^2 \sin^2 \theta$$

Sóng thứ cấp phát ra bởi lưỡng cực điện là sóng tán xạ mà ta khảo sát và ta thấy I , theo định nghĩa, chính là cường độ ánh sáng tán xạ theo phương OM .

Ta có thể đặt I dưới dạng

$$I = C E_m^2 \sin^2 \theta \quad (4.2)$$

với C = hằng số, ϵ

Theo công thức (4.2) ta thấy cường độ ánh sáng tán xạ thay đổi theo góc tán xạ. Xét trong mặt phẳng yOz , vẽ đường biểu diễn biến thiên của I theo θ , ta được một đường có dạng như đường cong thực nghiệm trong hình 4.

- Khi ta quan sát theo phương OM thì ánh sáng tán xạ nhận được không phải từ một hạt duy nhất mà bởi vô số hạt, các hạt này phân bố hoàn toàn ngẫu nhiên trong thể tích được khảo sát của môi trường tán xạ. Do đó số hạng \bar{G} trong công thức (4.1) thay đổi một cách bất kỳ khi ta xét từ lưỡng cực điện này tới lưỡng cực điện khác. Nói cách khác, các sóng thứ cấp tới M không có một sự liên hệ nhất định về pha, đó là các sóng không điều hợp không liên kết. Vì vậy, cường độ sáng ta nhận được là tổng số các cường độ của các sóng thứ cấp.

Ngoài ra, biểu thức của I không tùy thuộc góc θ , phù hợp với hình vẽ 5a.

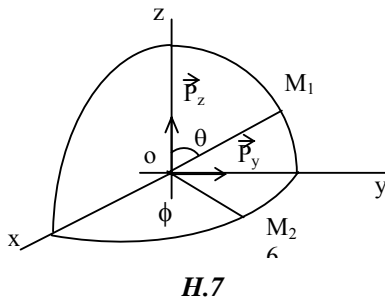
- Trường hợp ánh sáng tới là ánh sáng tự nhiên. Ta có thể coi như chấn động sáng có hai thành phần E_y và E_z độc lập với nhau, có biên độ bằng nhau và thỏa hệ thức :

$$E_{ym}^2 + E_{zm}^2 = \frac{1}{2} E_m^2$$

E_m^2 tỷ lệ với cường độ của ánh sáng tới.

Trước hết ta xét sự thay đổi cường độ ánh sáng tán xạ theo các phương trong mặt phẳng yOz

Các thành phần \vec{E}_y, \vec{E}_z gây ra các lưỡng cực điện \vec{p}_y, \vec{p}_z . Các lưỡng cực điện này phát xạ sóng thứ cấp. Xét phương tán xạ OM1 nằm trong mặt phẳng yOz (thẳng góc với phương tới). Các cường độ ánh sáng tán xạ phát ra bởi các lưỡng cực điện \vec{G} theo phương OM1, lần lượt là $CE_{ym}^2 \cos^2 \theta$ và $CE_{zm}^2 \sin^2 \theta$. Cường độ



tổng cộng theo phương OM1 là :

$$I = CE_{ym}^2 \cos^2 \theta + CE_{zm}^2 \sin^2 \theta = \frac{1}{2} CE_m^2$$

Vậy I = hằng số, phù hợp với kết quả trong thực nghiệm ta đã xét ở phần SS.2.

- Bây giờ xét sự biến thiên của cường độ ánh sáng tán xạ theo các phương thẳng góc với Oz, nghĩa là các phương nằm trong mặt phẳng xOy.

Cường độ ánh sáng tán xạ theo một phương OM2, hợp với Ox một góc ϕ , phát ra bởi các lưỡng cực điện \vec{p}_y, \vec{p}_z lần lượt là $CE_{ym}^2 \cos^2 \phi$, CE_{zm}^2 (góc $\theta = 90^\circ$).

Cường độ tổng cộng là :

$$I = CE_{ym}^2 \cos^2 \phi + CE_{zm}^2 = \frac{1}{2} CE_m^2 (1 + \cos^2 \phi)$$

Ta nhận xét \bar{G} chính là cường độ ánh sáng tán xạ theo phương Oy. Đặt \bar{G} . Vậy cường độ ánh sáng tán xạ theo một phương hợp với phương tới một góc ϕ được tính bởi công thức :

$$I_\phi = I_\perp (1 + \cos^2 \phi) \quad (4.3)$$

Trong đó \bar{G} là cường độ tán xạ theo một phương bất kỳ thẳng góc với phương tới.

Vì lý do đối xứng, cường độ tán xạ theo một phương bất kỳ hợp với phương tới một góc ϕ đều có cùng trị số I.

Công thức (4.3) phù hợp với kết quả thực nghiệm biểu diễn bởi hình vẽ 5b. Khi $\phi = 0$, OM2 trùng với Ox, $I_0 = 2 I_\perp$

- Xét hình vẽ 7, ta cũng thấy ngay, nếu phương tán xạ thẳng góc với phương tới Ox, ánh sáng tán xạ phân cực toàn phần, nếu phương tán xạ không thẳng góc với phương tới, thí dụ phương OM2 thì chấn động tán xạ truyền tới M2 gồm hai thành phần :

Thành phần E_z phát ra bởi lưỡng cực điện \vec{G} , ứng với cường độ CE_{zm}^2 , thành phần E_y phát ra bởi lưỡng cực điện \vec{G} , ứng với cường độ $CE_{ym}^2 \cos^2 \theta$. Đây là ánh sáng phân cực một phần.

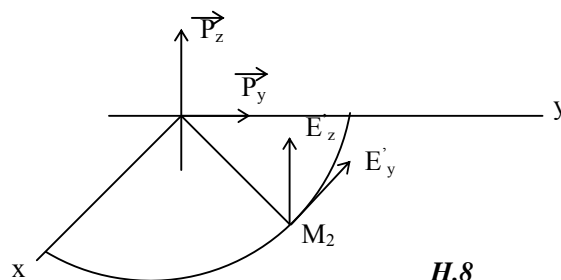
Ta cũng nhận xét :

$$I = CE_m^2 \sin^2 \theta \quad \text{với} \quad C = \frac{\omega^4 \alpha^2 V^2}{32\pi^2 \epsilon_0 C^3 r^2}$$

mà

Ta tìm lại được định luật Rayleigh

$$I = \frac{K}{\lambda^4}$$



H.8

* TỶ SỐ LORD RAYLEIGH.

Từ định nghĩa về cường độ sáng của nguồn, ta thấy I_{r2} là cường độ sáng của hạt tán xạ. Gọi N là số hạt tán xạ trong một đơn vị thể tích. Cường độ tán xạ của một đơn vị thể tích theo phương Oy ($\theta = 90^\circ$) khi ánh sáng tới là ánh sáng tự nhiên là:

$$J_{\perp} = NI_{r2}^2 = \frac{N\alpha^2 V^2 \pi^2 \cdot c}{4\epsilon_0 \lambda^4} E_m^2$$

Cường độ của chùm tia tới trên mặt phẳng thẳng góc với Ox là :

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot c \cdot E_m^2$$

$$\text{Suy ra} \quad \Re = \frac{J_{\perp}}{\mathcal{E}} = N \cdot \frac{\pi^2 \alpha^2 v^2}{2\epsilon_0 \lambda^4} \quad (4.6)$$

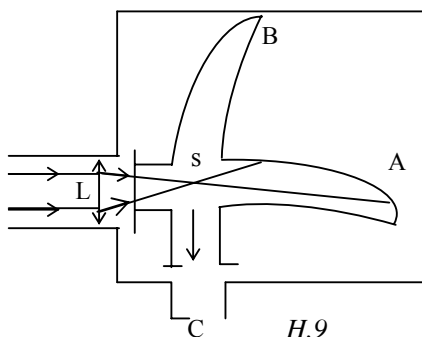
\Re được gọi là tỷ số Lord Rayleigh.

Trong các phần trên ta đã xét hiện tượng nhiễu xạ do các hạt lơ lửng trong một môi trường. Các kết quả đưa ra bởi Lord Rayleigh chỉ đúng với điều kiện: hạt có kích thước nhỏ so với bước sóng ánh sáng. Trong trường hợp hạt có kích thước lớn, các kết quả trên không còn đúng với thực nghiệm nữa. Ta xét một thí dụ đơn giản: khói thuốc lá có màu xanh là do sự khúc xạ tán ánh sáng do các hạt nhỏ carbon. Nhưng khói thuốc lá được thổi ra từ miệng lại có màu ngả sang trắng, vì các hạt khúc xạ tán trong trường hợp này lớn hơn, do các hạt hơi nước trong khí thổi ra từ miệng. Hiện tượng các hạt bụi sáng trong chùm tia nắng dọi vào phòng tối cũng là một trường hợp khúc xạ tán ánh sáng bởi các hạt có kích thước tương đối lớn.

§§5. SỰ TÁN XẠ PHÂN TỬ.

Thực ra, một môi trường hoàn toàn tinh chất, không có các hạt vẩn, vẫn khuếch tán ánh sáng. Tuy nhiên cường độ ánh sáng khuếch tán bởi các môi trường này rất yếu. Thí dụ với không khí tỷ số Lord Rayleigh $\Re = 0.25 \times 10^{-7}$ ứng với bước sóng 0,4 μ . Vì vậy, muốn đo được cường độ ánh sáng khuếch tán ta phải làm sao loại bỏ được các ánh sáng ký sinh.

Hình 9 là sơ đồ một loại dụng cụ để khảo sát hiện tượng tán xạ này. Môi trường tán xạ được chứa trong một ống chữ thập bằng thủy tinh có hai nhánh A và B uốn cong. Bên ngoài các nhánh bôi đen để hấp thụ ánh sáng không cho phản xạ trở lại gây khó khăn cho việc quan sát ánh sáng tán xạ. Mắt quan sát đặt ở cửa C của phòng tối.



Ta dùng các nguồn sáng khá mạnh như mặt trời hay hồ quang. Ánh sáng tới được thấu kính L hội tụ tại điểm S.

Các kết quả thí nghiệm cho thấy ánh sáng tán xạ có màu xanh. Cường độ tán xạ tỷ lệ nghịch với lũy thừa bậc 4 của bước sóng, tương tự hiện tượng Tyndall.

Để giải thích hiện tượng tán xạ này, người ta cho rằng chính các phân tử của môi trường tinh chất đã tán xạ ánh sáng. Vì vậy hiện tượng được gọi là tán xạ phân tử. Thật vậy, dù môi trường hoàn toàn tinh chất, không có các hạt lạ, nhưng do sự chuyển động nhiệt hỗn loạn của các phân tử, số phân tử N trong mỗi đơn vị thể tích không phải là một hằng số, mà có những thay đổi khi đi từ nơi này tới nơi khác, đưa đến sự thay đổi của chiết suất từ nơi này đến nơi khác trong môi trường. Nói cách khác, vào mỗi thời điểm, môi trường mặc dù hoàn toàn tinh chất, vẫn không hoàn toàn đồng tính về quang học, do đó vẫn tán xạ ánh sáng. Sự chuyển động nhiệt của các phân tử tùy thuộc vào nhiệt độ, do đó cường độ ánh sáng tán xạ phân tử cũng tùy thuộc nhiệt độ. Theo thực nghiệm và theo lý thuyết của Einsteins, cường độ ánh sáng tán xạ tỷ lệ với nhiệt độ tuyệt đối T của môi trường.

Nếu ánh sáng tới là ánh sáng tự nhiên và quan sát theo phương thẳng góc với tia tới, ta thấy ánh sáng tán xạ trong trường hợp tổng quát không phải là ánh sáng phân cực toàn phần. Tỷ số i/I (i = cường độ ứng với chấn động song song với tia tới, I là cường độ ứng với chấn động thẳng góc với tia tới) được gọi là hệ số khử cực của chùm tia tán xạ. Với khí argon, hệ số khử cực ($5/1000$, với không khí (i/I) ($4/100$. Người ta giải thích tính khử cực này bằng sự dị hướng của các phân tử của môi trường. Thực vậy, trong thực tế, các phân tử nói chung không phải là những hạt hình cầu, mà phải coi là những hạt có tính dị hướng. Những dao động của những tâm điện tích bên trong phân tử có thể theo những phương khác với phương của chấn động tới.

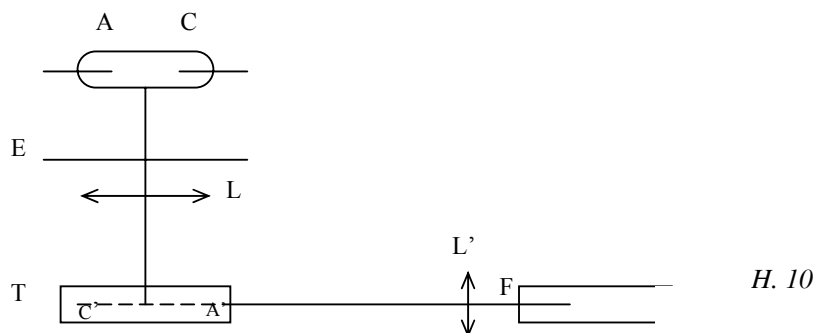
Hiện tượng tán xạ phân tử không những quan sát được với chất khí, mà người ta còn thấy với chất lỏng. Trong trường hợp chất lỏng, vì mật độ phân tử lớn hơn nhiều so với chất khí, nên cường độ tán xạ cũng mạnh hơn nhiều. Hiện tượng này phức tạp vì không thể bỏ qua sự tác dụng hỗ tương giữa các phân tử trong chất lỏng.

Ta có thể dùng hiện tượng tán xạ phân tử để giải thích màu xanh của nền trời, màu đỏ trên bầu trời lúc bình minh hay hoàng hôn.

§§6. SỰ TÁN XẠ TỔ HỢP.

Khi thực hiện thí nghiệm về sự tán xạ phân tử với ánh sáng tới đơn sắc, giả sử có tần số ν_0 , và phân tích phổ của ánh sáng tán xạ người ta nhận thấy: ngoài vạch ứng với tần số ν_0 , còn có những vạch phụ có tần số ở hai bên trị số ν_0 và cường độ rất yếu so với vạch ν_0 (1% cường độ của vạch tán xạ phân tử ν_0). Hiện tượng này được gọi là hiện tượng tán xạ tổ hợp, hay trong một số tài liệu, được gọi là hiệu ứng Raman. Hiện tượng được khảo sát gần như đồng thời vào năm 1928 bởi các nhà bác học Lăng - sbec và Man - đen - stam của Liên Xô và Raman và Krichman của Ấn Độ.

Sơ đồ thiết trí dụng cụ thí nghiệm như hình vẽ 10.

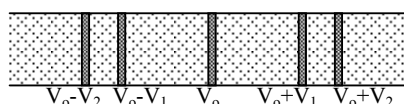


Đèn thủy ngân AC dùng làm nguồn sáng. Kính lọc đơn sắc E chỉ cho từng ánh sáng đơn sắc của nguồn sáng đi qua. Một thấu kính L hội tụ ảnh A'C' của nguồn sáng vào trong ống T chứa môi trường tán xạ (như benzen, tetracolor carbon, ...). Thấu kính L' chiếu ảnh của cột sáng A'C' trong môi trường tán xạ lên khe F của một kính quang phổ.

Hiện tượng được quan sát với các đặc tính như sau :

* Các vạch phụ có tần số đối xứng từng đôi một qua tần số ν_0 : $\nu_0 - (1)$ và $\nu_0 + (1)$, $\nu_0 - (2)$ và $\nu_0 + (2)$,

Các vạch phụ có tần số nhỏ hơn tần số ν_0 ($\nu_0 - (1)$, $\nu_0 - (2)$, ...) được gọi là các vạch stokes hay vạch âm. Các vạch phụ có tần số lớn hơn ν_0 ($\nu_0 + (1)$, $\nu_0 + (2)$, ...) được gọi là các vạch đối stokes hay vạch dương. Cường độ vạch dương luôn luôn yếu hơn cường độ vạch âm tương ứng.



H. 11

* Các khoảng cách về tần số $(1), (2), \dots$ giữa các vạch phụ và vạch tán xạ phân tử (ν_0) đặc trưng cho chất tán xạ, không phụ thuộc vào tần số ν_0 của ánh sáng tới.

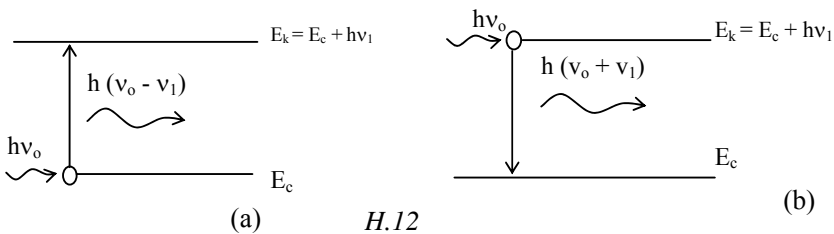
Ta có thể chứng minh điều này bằng cách dùng một chất tán xạ duy nhất trong ống T và thay đổi ν_0 (dùng các kính lọc đơn sắc E khác nhau để chiếu các đơn sắc khác nhau của nguồn sáng tới môi trường tán xạ). Ta thấy các trị số $(1), (2)$ không thay đổi.

* Các trị số $(1), (2), \dots$ trong hiệu ứng Raman hầu như bằng tần số của các vạch hấp thụ của môi trường tán xạ trong vùng hồng ngoại.

§§7. GIẢI THÍCH HIỆN TƯỢNG TÁN XẠ TỔ HỢP BẰNG THUYẾT LƯỢNG TỬ ÁNH SÁNG.

Ta có thể giải thích hiện tượng tán xạ tổ hợp bằng sự trao đổi năng lượng giữa phân tử của chất tán xạ và photon của ánh sáng tới. Photon tới mang năng lượng $h\nu_0$. Khi đụng với phân tử của môi trường tán xạ, chỉ một phần $h\nu_1$ của năng lượng này bị phân tử hấp thụ để đi từ trạng thái căn bản E_c lên trạng thái kích thích E_k . Phần năng lượng còn lại $h(\nu_0 - \nu_1)$ phát xạ dưới hình thức photon của ánh sáng tán xạ có tần số $(\nu_0 - \nu_1)$. Đó là vạch Stokes trong phổ Raman. Để giải thích vạch đối Stokes, ta thừa nhận rằng trong môi trường tán xạ có những phân tử ở trạng thái kích thích E_k . Khi bị đụng bởi photon của ánh sáng tới, phân tử này phát ra năng lượng gồm năng lượng $h\nu_1$ (mà phân tử nhận vào khi hấp thụ để đi từ trạng thái E_c tới trạng thái E_k) và năng lượng $h\nu_0$ của photon tới. Vậy năng lượng tổng cộng phát ra dưới dạng photon tán xạ là $h(\nu_0 + \nu_1)$ ứng với tần số $(\nu_0 + \nu_1)$. Phân tử trở về trạng thái căn bản E_c . Sự phát xạ các vạch Stokes và đối Stokes được biểu diễn bởi hai sơ đồ 12a và 12b.

Số phân tử ở trạng thái kích thích E_k , trong các trường hợp bình thường, bao giờ cũng nhỏ hơn số phân tử ở trạng thái căn bản E_c . Do đó, khả năng phát xạ vạch đối Stokes kém hơn khả năng phát xạ vạch Stokes. Điều này giải thích tại sao cường độ vạch Stokes lớn hơn cường độ vạch đối Stokes.



Chương VII

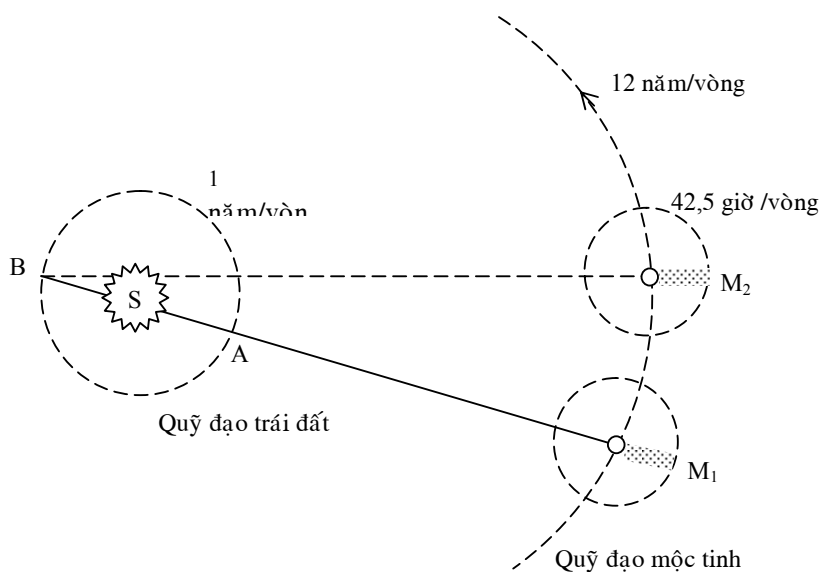
ĐO VẬN TỐC ÁNH SÁNG

§§1. PHƯƠNG PHÁP ROMER.

Ánh sáng truyền đi tức thời hay có một vận tốc giới hạn ?. Đó là vấn đề mà từ xưa các nhà thông thái đã đặt ra và không đồng ý với nhau. Aristote cho rằng vận tốc ánh sáng là vô hạn. Ngược lại nhà khoa học Hồi giáo Avicenna lại cho rằng vận tốc ánh sáng mặc dầu rất lớn nhưng có một trị số xác định. Alhazen (nhà vật lý A - rập) và Boyle (Ái Nhĩ Lan) đồng ý với quan điểm này. Một số các nhà bác học nổi tiếng khác như Kepler, Descartes lại đồng ý với Aristote.

Galiléc là người đầu tiên đưa ra một phương pháp đo vận tốc ánh sáng, nhưng không thành công vì phương pháp quá đơn giản. Người thứ nhất đưa ra một phép đo có giá trị, mặc dù kết quả chưa được chính xác, là Romer - một nhà thiên văn người Đan Mạch. Thí nghiệm thực hiện vào năm 1676.

Khi quan sát hệ tinh gần một tinh nhất, các nhà thiên văn thời bấy giờ nhận thấy : trong một năm, nghĩa là trong thời gian trái đất quay được một vòng xung quanh mặt trời, thời gian T giữa hai lần liên tiếp hệ tinh trên đi vào vùng tối phía sau một tinh thì thay đổi, trong khi đáng nhẽ T phải là hằng số. Thời gian này càng tăng khi trái đất càng xa một tinh và giảm khi hai hành tinh này càng gần nhau. Thời gian sai biệt (T cực đại khi xét hai vị trí trái đất gần và xa một tinh nhất (vị trí A và vị trí B). Thời gian này, các nhà thiên văn thời bấy giờ đo được là 1320 giây. Thời gian sai biệt này làm các nhà thiên văn lúng túng, không giải thích được. Sự kiện này cho thấy hình như thời gian T , để hệ tinh trên quay được một vòng xung quanh một tinh, thay đổi theo vị trí của trái đất. Điều này khó có thể chấp nhận. Để giải thích thời gian ($T = 1320$ giây này, Romer chấp nhận thuyết cho rằng ánh sáng có một vận tốc giới hạn. Khi trái đất ở vị trí A, ánh sáng chỉ truyền đi trên quãng đường M_1A . Khi trái đất ở vị trí B, quãng đường ánh sáng phải truyền đi là M_2B . Và thời gian 1320 s là thời gian ánh sáng truyền đi trên quãng đường chênh lệch $M_2B - M_1A$, coi như bằng đường kính AB của quỹ đạo của trái đất.



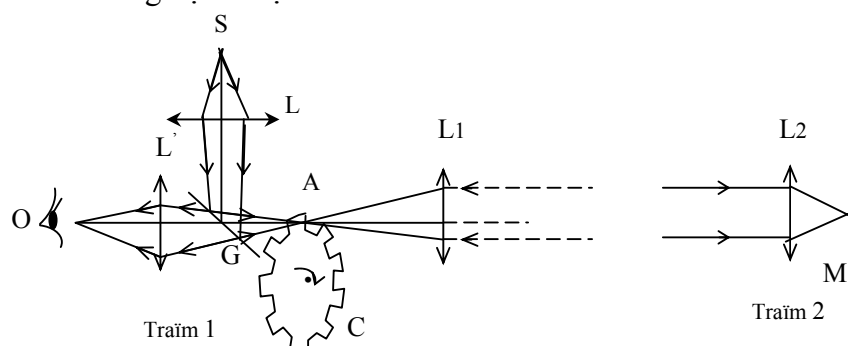
Thời bấy giờ, người ta tính được $AB = 293 \times 106 \text{ km}$, do đó Romer tìm được vận tốc ánh sáng là : $C (222.000 \text{ km / s})$

Với các con số chính xác ngày nay : $(T)_{\text{cực đại}} = 1002 \text{ s}$ và $AB = 299,5 \times 106 \text{ km}$. Bằng phương pháp của Romer, ta tính lại được kết quả : $C (298.000 \text{ km / s})$

§§2. PHƯƠNG PHÁP DÙNG ĐĨA RĂNG CỬA.

Phương pháp của Romer là một phương pháp thiên văn, người ta không thể kiểm soát được các dữ kiện của thí nghiệm, đồng thời nó đòi hỏi một thời gian dài để hoàn tất thí nghiệm. Do đó các nhà bác học không thỏa mãn với phương pháp này. Fizeau là người đầu tiên thực hiện phép đo vận tốc ánh sáng ngay trên mặt đất. Thí nghiệm của Fizeau được thực hiện vào năm 1849.

Thí nghiệm được thiết trí như hình vẽ 4.2



Ánh sáng xuất phát từ nguồn S, đi qua thấu kính L, phản chiếu trên gương nửa trong suốt G. Chùm tia phản chiếu hội tụ tại điểm A. Thấu kính L1 biến chùm tia phân kỳ tới thấu kính thành chùm tia song song. Ánh sáng truyền tới một vị trí thứ hai cách vị trí phát xuất nhiều cây số. Tại vị trí này, một thấu kính L2 hội tụ chùm tia sáng trên một gương M. Gương này phản chiếu chùm tia sáng trở lại. Chùm tia trở về đi qua gương G. Ta quan sát nhờ một thấu kính L'. Đĩa quay C là một đĩa răng cưa, bề rộng của khe và của răng bằng nhau.

Nếu lúc đầu đĩa C đứng yên và điểm A ở giữa một khe của đĩa thì mắt sẽ nhìn thấy ảnh của nguồn sáng S. Cho đĩa C quay với vận tốc tăng dần khi vận tốc quay đủ lớn để thời gian đi về của ánh sáng (giữa hai trạm đi và đến) bằng thời gian để răng bên cạnh điểm A quay tới trước điểm A thì ánh sáng bị đĩa C chặn lại : mắt không nhìn thấy ảnh của S nữa.

Gọi D là khoảng cách giữa hai trạm. Quãng đường đi về là $2D$. Thời gian tương ứng là $\frac{2D}{C}$

- n = số vòng quay mỗi giây của đĩa C khi mắt thấy ánh sáng tắt.
- P = số răng của đĩa C

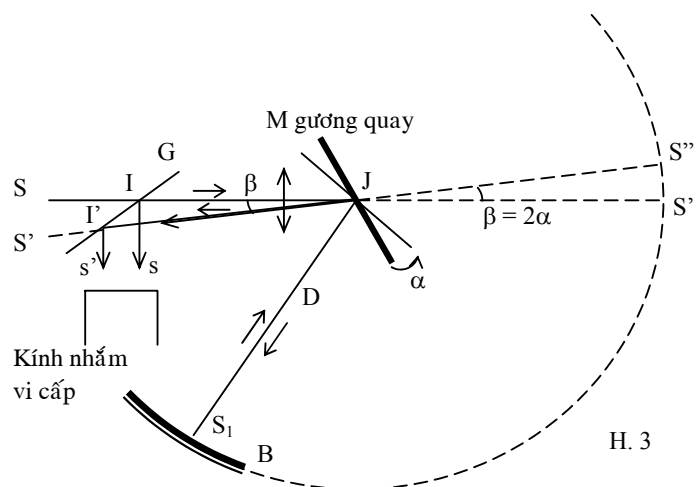
Vận tốc ánh sáng là : c

Fizeau đã dùng một đĩa có 720 răng và nhận thấy ánh sáng bị tắt khi đĩa C quay với vận tốc 12,5 vòng/s ứng với khoảng cách D là 8,69 km. Từ đó, suy ra trị số của vận tốc ánh sáng là $C(312.000 \text{ km / s})$.

Bằng phương pháp này, Cornu tìm được $C (300.400 (300 \text{ km/s}) (1876))$. Perrotin tìm được $C (299.880 (300 \text{ km / s}) (1902))$.

§§3. PHƯƠNG PHÁP GƯƠNG QUAY.

Phương pháp này thu ngắn khoảng cách D rất nhiều so với các thí nghiệm của Fizeau, Cornu và được thực hiện bởi Foucault vào năm 1862. Hình vẽ 3 trình bày cách thiết trí thí nghiệm của Foucault.



Nếu gương quay M đứng yên hay có vận tốc quay nhỏ, ánh sáng đi về theo quỹ đạo SIJS₁Js. Ta có ảnh cuối cùng s. Nếu gương M quay với vận tốc lớn thì trong thời gian ánh sáng đi về trên quãng đường JS₁, gương M đã quay được một góc (α). Do đó trong lần về, tia phản chiếu trên gương M là JJ'. Ta có ảnh cuối cùng là s'. Bằng một kính nhòm vi cấp, ta xác định được khoảng cách ss'. Từ đó suy ra vận tốc ánh sáng.

Gọi S'₁ là ảnh của S nếu không có gương M. Nhưng vì có gương M nên chùm tia sáng phản chiếu hội tụ tại một điểm S₁ trên gương cầu lõm B. S₁ và S'₁ đối xứng qua gương M nên không tùy thuộc vị trí của gương này. Do đó khi M quay, S'₁ cố định. Khi gương M quay một góc (α), tia phản chiếu quay một góc (β = 2α), S'₁ là ảnh của S₁ cho bởi gương M. Ta có

Dùng kính nhòm vi cấp đo khoảng cách:

$ss' = SS' = (d \cdot \beta)$ (d là khoảng cách từ nguồn sáng S tới gương quay).

Thời gian ánh sáng từ gương M tới gương cầu lõm B và trở về là : t

Vậy β = 2α = 4(Nα) (N = số vòng quay mỗi giây của gương M).

$$\text{Suy ra : } \beta = \frac{8\pi ND}{C}$$

Foucault tính được vận tốc ánh sáng : C

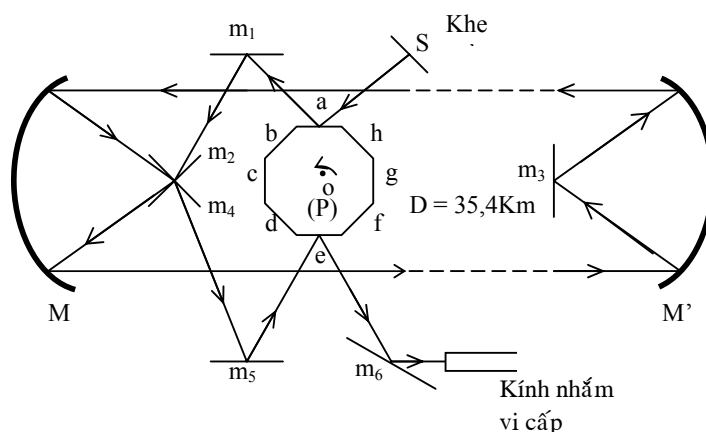
Trong thí nghiệm của Foucault, khoảng cách D = 20m, N=800vòng / giây, vận tốc ánh sáng tính được là :

$$C = 298.000 \pm 500 \text{ km / s}$$

Newcomb năm 1882 thực hiện lại thí nghiệm của Foucault với D = 3700m, N = 210 vòng / giây, tìm được C = 299.860 (± 50 km / s).

§4. PHƯƠNG PHÁP MICHELSON.

Michelson đã thực hiện nhiều thí nghiệm để đo vận tốc ánh sáng. Ở đây, ta chỉ đề cập tới các thí nghiệm sau cùng của Michelson được thực hiện trong khoảng thời gian 1924 – 1926. Khoảng cách ánh sáng đi về dài 35,4 km giữa hai ngọn núi Wilson và San Antonio. Thiết trí của thí nghiệm như hình vẽ H.4.



P là một lăng kính phản xạ 8 mặt, có thể quay xung quanh trục O.M và M' là hai gương cầu lõm. Lúc đầu, P đứng yên, ánh sáng từ khe sáng S tới mặt a của lăng kính P và lần lượt phản chiếu trên các gương : m1, m2, M, M', m3, M', M, m4, m5 tới mặt e (đối diện với mặt a) của lăng kính P, phản chiếu trên mặt này tới gương m6. Quan sát bằng một kính nhòm vi cấp, ta thấy ảnh cuối cùng S' của khe sáng S. Sau khi đã điều chỉnh hệ thống như trên, người ta cho lăng kính P quay thì ảnh S' biến mất. Ảnh này lại xuất hiện ở đúng vị trí cũ nếu trong thời gian ánh sáng đi về, mặt d của lăng kính P quay tới đúng vị trí ban đầu của mặt e, nghĩa là thời gian đi về (của ánh sáng bằng thời gian t để lăng kính P quay được 1/8 vòng. Nếu N là số vòng quay mỗi giây tương ứng của lăng kính P, ta có :G

Vận tốc ánh sáng là :

$$C = \frac{2D}{\theta} = 16DN$$

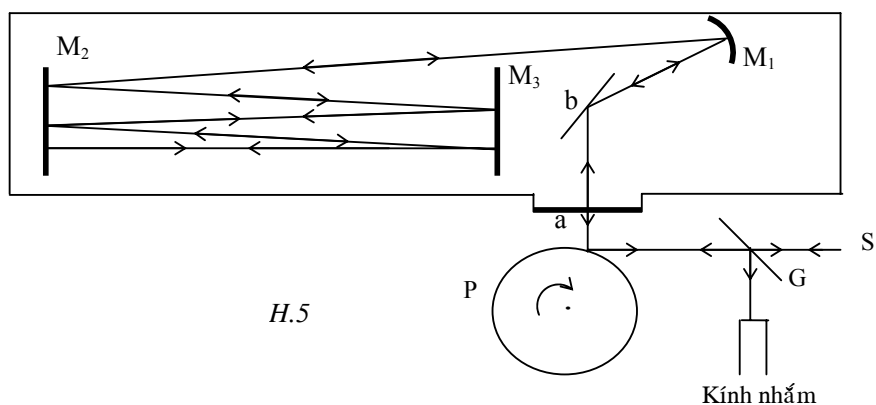
Trong thí nghiệm trên của Michelson, lăng kính P quay với vận tốc 528 vòng / giây.

Thực ra, trong các thí nghiệm, hai thời gian (và t khó thể điều chỉnh cho hoàn toàn bằng nhau. Do đó ta có (= t (, nghĩa là mặt d khi tới thế chỗ mặt e, hợp với vị trí ban đầu của mặt e một góc (. Vì vậy, ta quan sát thấy một ánh sáng S'1 không trùng với vị trí ban đầu S'. Xác định khoảng cách S'S'1, ta có thể tính được (. Từ đó tính được số hạng hiệu chỉnh cho vận tốc ánh sáng.

Trong thời gian từ năm 1924 tới đầu năm 1927, Michelson đã thực hiện phép đo nhiều lần. Kết quả trung bình của các thí nghiệm là 299.976 km/giây với sai số 4 km/giây.

$$C = 299.976 (4 \text{ km/giây}$$

Năm 1930, Michelson với sự cộng tác của Pease và Pearson thực hiện phép đo vận tốc ánh sáng trong chân không. Để thực hiện thí nghiệm này, ông dùng một ống dài 1600m và hút không khí trong ống ra (áp suất chỉ còn 0,5 mmHg). Thiết trí của thí nghiệm như trong hình vẽ 5.



P là một lăng kính phản xạ 32 mặt. Chùm tia sáng từ nguồn S, đi qua gương bán trong suốt G, phản chiếu ở p và b tới một gương lõm M1. Gương này tạo thành chùm tia phản xạ song song. Chùm tia song song này phản xạ nhiều lần liên tiếp trên hai gương phẳng M2 và M3 gần như song song nhau. Lần phản xạ sau cùng trên gương M2 thẳng góc với gương này để tia sáng đi về theo đường cũ, ló ra khỏi ống chân không, phản xạ trên lăng kính P và trên gương bán trong suốt G tới kính nhẩm. Nguyên tắc đo C giống như phương pháp trên.

Thí nghiệm này được tiến hành suốt năm 1930 cho tới gần nửa năm 1931 (khi Michelson mất) với hàng trăm lần đo. Sau khi Michelson mất, Pease và Pearson tiếp tục công việc cho tới năm 1933. Tính cả thấy 2885 lần đo đã được thực hiện trong một thời gian 3 năm với kết quả là :

$$C = 299.774 \text{ (11 km / giây)}$$

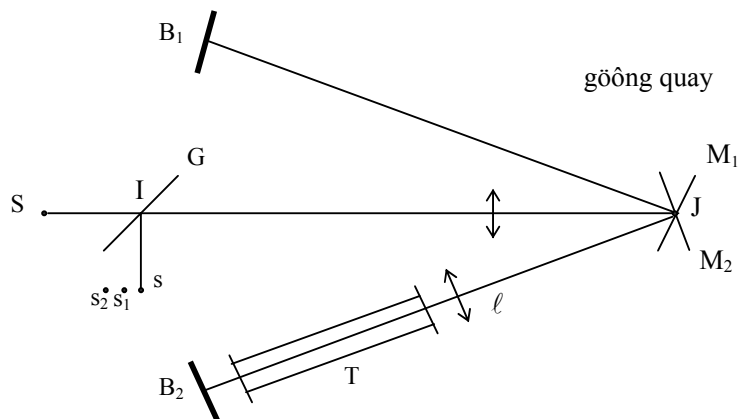
Trị số đo được bởi các thí nghiệm của Michelson và các cộng sự viên đã khá chính xác. Sau này, người ta còn thực hiện nhiều thí nghiệm bằng các phương pháp khác nhau, để cố gắng đạt được các kết quả chính xác hơn nữa. Hiện nay chúng ta thừa nhận vận tốc của ánh sáng trong chân không là:

$$C = 299.793 \text{ km / giây.}$$

Với sai số nhỏ hơn 1 km / giây.

§§5. VẬN TỐC ÁNH SÁNG TRONG MÔI TRƯỜNG ĐỨNG YÊN.

Năm 1850, Foucault dùng phương pháp gương quay để so sánh vận tốc ánh sáng trong không khí và trong nước. Nguyên tắc của thí nghiệm được mô tả trong đoạn SS.3. Sơ đồ của thí nghiệm như hình vẽ 6. Chùm tia sáng phát suất từ nguồn S được hội tụ trên các gương cầu lõm B1.B2 (có tâm là J) khi gương quay qua các vị trí M1 và M2. Ống T chứa đầy nước. Khi gương quay đứng yên ở vị trí M1, chùm tia sáng tới và phản chiếu trên gương lõm B1, ta có ảnh cuối cùng ở vị trí s. Khi gương quay đứng yên ở vị trí M2, chùm tia sáng tới và phản chiếu trên gương lõm B2 (đi qua nước trong ống T), ảnh cuối cùng cũng ở vị trí s. Khi cho gương quay quay, ảnh cuối cùng ở vị trí s1 (đối với chùm tia tới B1) và ở vị trí s2 (đối với chùm tia tới B2). Foucault nhận thấy $ss2 > ss1$. Điều này chứng tỏ thời gian ánh sáng đi về trên đoạn đường JB2 lớn hơn thời gian đi về trên đoạn đường JB1. Từ đó suy ra vận tốc v của ánh sáng trong nước nhỏ hơn vận tốc ánh sáng trong không khí (coi như bằng C).



H.6

Năm 1888, Michelson làm lại thí nghiệm của Foucault và tìm được $v = c/1,33$ nghĩa là bằng chiết suất tuyệt đối n của nước đối với ánh sáng thấy được : $v = c/n$.

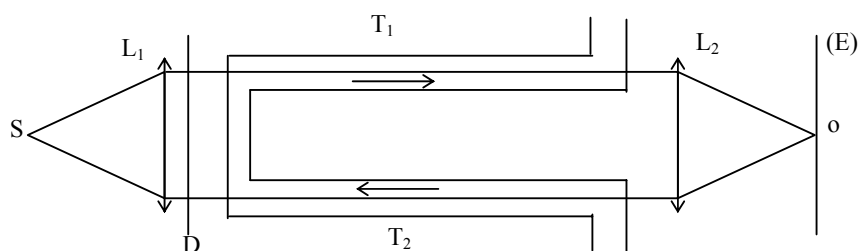
Thực ra, ta thấy trong các phép đo vận tốc ánh sáng, người ta đã đo vận tốc truyền biên độ, nghĩa là vận tốc nhóm V , chứ không phải vận tốc pha v .

$$V = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}$$

Nhưng trong chân không : \bar{G} , ta có $v = V$. Trong các môi trường như không khí hay nước thì \bar{G} nên ta có thể lấy $v \approx V$. Trái lại trong nhiều môi trường, v và V có thể khác nhau nhiều. Trong trường hợp này ta cần hiệu chỉnh lại kết quả trong phép đo vận tốc ánh sáng. Thí dụ khi đo vận tốc ánh sáng trong CS₂ (Sulfur Carbon) là một môi trường tán sắc mạnh. Michelson thấy vận tốc là $C / 1,758$ trong khi chiết suất trung bình của CS₂ là 1,635.

§§6. VẬN TỐC ÁNH SÁNG TRONG MỘT MÔI TRƯỜNG CHUYỂN ĐỘNG.

Fizeau đã thực hiện thí nghiệm như hình vẽ (đã đơn giản hóa).



H.7

Nguồn sáng S đặt ở tiêu điểm của thấu kính L₁, do đó ta có chùm tia sáng song song chiếu thẳng góc tới màn chắn sáng D có hai khe hẹp. Hai chùm tia sáng qua hai khe này được cho đi qua hai nhánh T₁ và T₂ của một ống chữ U chứa đầy nước. Vân giao thoa được một thấu kính L₂ làm hiện lên một màn E đặt ở vị trí mặt phẳng tiêu của nó.

Lúc đầu để nước trong ống chữ U đứng yên, hệ thống vân giao thoa chiếm một vị trí nào đó trên màn E. Cho nước trong ống chuyển động với vận tốc V , ta thấy hệ thống vân bị dời chỗ, chứng tỏ có sự thay đổi về quang lộ đi qua các nhánh T₁, T₂ so với trường hợp nước đứng yên.

Ban đầu người ta nghĩ rằng có thể giải thích hiện tượng bằng cách cộng vận tốc như trường hợp âm thanh truyền trong không khí chuyển động. Như vậy, với \bar{G} là vận tốc của ánh sáng trong nước đứng yên (n là chiết suất của nước) thì trong trường hợp nước chuyển

động theo chiều như hình vẽ, vận tốc ánh sáng trong nhánh T1 là \bar{G} , và trong nhánh T2 là \bar{G} . Thời gian để ánh sáng đi qua hai nhánh T1 và T2 lần lượt là \bar{G} , \bar{G} , (\bar{G} là chiều dài chung của T1 và T2.

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{2v\ell}{\frac{c^2}{n^2} \left(1 - \frac{n^2 v^2}{c^2} \right)}$$

$$\Delta t \approx \frac{2v \ell \ln^2}{c^2} \quad \text{vi} \quad \frac{n^2 v^2}{c^2} \approx 0$$

Xét điểm O, hiệu quang lộ của hai chùm tia là :

$$\Delta\delta = c \cdot \Delta t$$

Ứng với sự biến thiên về bậc giao thoa là :

$$\Delta p \leq \frac{\Delta \delta}{\lambda} = \frac{c \Delta t}{\lambda} = \frac{2 v \ell n^2}{c \lambda}$$

Nhưng trên thực tế, thí nghiệm cho thấy độ biến thiên của bậc giao thoa tại O không phải là p mà là một trị số p' .

$$\Delta p' = \Delta p \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$$

Nghĩa là hiện tượng xảy ra giống như vận tốc ánh sáng trong các nhánh T1 và T2 là :

$$\frac{c}{n} \pm v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$$

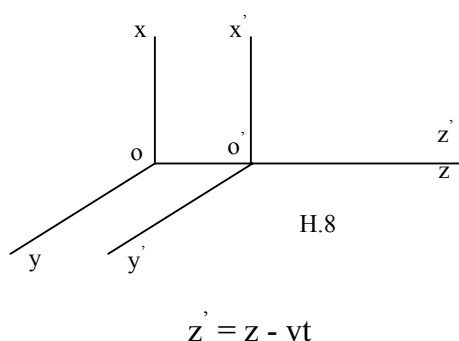
chứ không phải như lý luận ở trên.

$$\alpha = 1 - \frac{1}{n^2}$$

ñöôic goïi laø heä soá keuo soùng aùnh saùng cuûa môai trööðøng chuyeån

ñoäng.

§§7. GIẢI THÍCH THÍ NGHIỆM FIZEAU BẰNG THUYẾT TƯƠNG ĐỐI.



Xét một hệ thống qui chiếu $S(x, y, z, t)$ và một hệ thống qui chiếu $S'(x', y', z', t')$ chuyển động thẳng đều với vận tốc v theo phương Oz (Oz trùng với $O'z'$, $Ox \parallel O'x'$, $Oy \parallel O'y'$)

Theo cơ học cổ điển, ta có phép biến đổi Galilée như sau :

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{t}} &= \mathbf{t} \\ \dot{\mathbf{x}} &= \mathbf{x} \\ \dot{\mathbf{y}} &= \mathbf{y} \end{aligned} \quad (7.1)$$

$$z' = z - vt$$

Trong đó t là thời gian tuyệt đối, không tùy thuộc vào hệ quy chiếu S hay S' .

Nhưng theo thuyết tương đối của Einstein, ta có các phương trình biến đổi của các tọa độ không gian và thời gian là :

$$\begin{aligned}x' &= x \\y' &= y \\z' &= \frac{z - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}\end{aligned}\quad (7.2)$$

$$t' = \dot{G} \quad \text{với } \dot{G}$$

hay

$$\mathbf{X} = \mathbf{X}'$$

$$y = y' \quad (7.3)$$

$$z = \frac{z' - vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$t = \tilde{G}$ đó là phép biến đổi Lorentz

Ta thấy, theo quan điểm tương đối của Einstein thì ý niệm về thời gian cũng có tính tương đối: thời gian tùy thuộc vào hệ qui chiếu.

Xét một vật chuyển động theo phương Oz, có vận tốc u' đối với hệ qui chiếu S' , và có vận tốc u đối với hệ qui chiếu S .

Ta có : $u' = \tilde{G}$ và $u = \tilde{G}$

Từ hai công thức cuối của nhóm (7.3) ta có :

$$dz = \frac{dz' + vdt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$dt = \frac{dt' + \frac{\beta}{c} dz'}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Suy ra :

$$\frac{dz}{dt} = \frac{dz' + vdt'}{dt' + \frac{\beta}{c} dz'}$$

hay :

$$u = \frac{\frac{dz'}{dt'} + v}{1 + \frac{\beta}{c} \cdot \frac{dz'}{dt'}}$$

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{v}{c^2} u'} \quad (7.4)$$

Nếu v và u' rất nhỏ so với c : \tilde{G} , ta thấy lại công thức về phép cộng vận tốc trong động học cổ điển : $u = u' + v$.

Nếu $u' = c$, ta suy ra $u = c$. Vậy vận tốc ánh sáng c không tùy thuộc hệ qui chiếu.

Trở lại thí nghiệm Fizeau, xét nhánh T1 và giả sử chiều dương từ trái sang phải, ta có $v = V$ (vận tốc của nước), $u' = \tilde{G}$ (vận tốc của ánh sáng đối với hệ qui chiếu S' là nước), vậy vận tốc của ánh sáng đối với hệ qui chiếu S , giả sử gắn liền với phòng thí nghiệm, là :

$$u = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{v}{c^2} \frac{c}{n}} = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{v}{cn}}$$

hay $u(\tilde{G})$ vì \tilde{G} nhỏ

Suy ra :

$$u \approx \frac{c}{n} + v(1 - \frac{1}{n^2})$$

Nếu xét chùm tia truyền qua nhánh T2, ta có : $v = -V$, $u' = \tilde{G}$. Suy ra $u(\tilde{G})$. Phù hợp với thí nghiệm.

Chương VIII

BỨC XẠ NHIỆT**§§1. ĐỊNH NGHĨA.**

Một vật phát ra bức xạ được gọi là nguồn bức xạ. Sự phát bức xạ của một vật có thể là do nhiều nguyên nhân : vật bị kích thích bởi ánh sáng, bằng sự phóng điện, do tác dụng hóa học, ... Trong chương này, ta khảo sát sự bức xạ nhiệt. Đó là hiện tượng nhiệt bên trong vật biến thành năng lượng bức xạ phát ra. Thông thường, một vật phát ra bức xạ thấy được đưa lên một nhiệt độ trên 500oC. Nhiệt độ của vật càng cao thì năng lượng bức xạ phát ra càng nhiều. Ở các nhiệt độ thấp hơn, vật cũng phát bức xạ nhưng thuộc vùng hồng ngoại nên mắt ta không nhận thấy được.

§§2. CÁC ĐẠI LƯỢNG TRONG PHÉP ĐO NĂNG LƯỢNG BỨC XẠ.

* Công suất bức xạ:

Người ta định nghĩa công suất bức xạ của nguồn là năng lượng do nguồn phát ra không gian xung quanh trong một đơn vị thời gian.

Nếu (W là năng lượng bức xạ toàn phần (gồm tất cả các độ dài sóng và phát ra theo tất cả mọi phương) phát ra trong thời gian (t thì công suất phát xạ (toàn phần) là :

$$P = \frac{\Delta W}{\Delta t} \quad (2.1)$$

Công suất phát xạ được tính ra Watt.

* Năng suất phát xạ toàn phần:

- Năng suất phát xạ toàn phần được định nghĩa là năng lượng bức xạ phát ra (gồm tất cả các độ dài sóng và theo tất cả mọi phương) bởi một đơn vị diện tích trên bề mặt của vật bức xạ trong một đơn vị thời gian.

Nếu (W là năng lượng bức xạ toàn phần phát ra bởi một diện tích ds của bề mặt vật bức xạ trong một đơn vị thời gian thì năng suất phát xạ toàn phần là :

$$R = \frac{\delta W}{ds} \quad (2.2)$$

R được tính ra Watt/m².

* Hệ số phát xạ đơn sắc:

Bây giờ ta xét các bức xạ có độ dài sóng ở trong khoảng (và (+ d((d(rất nhỏ). Năng lượng (W(phát ra theo mọi phương bởi một diện tích ds trong một đơn vị thời gian mang bởi các đơn sắc trên, thì tỉ lệ với diện tích ds và với d(. Do đó ta có thể viết:

$$\delta W_{\lambda} = R_{\lambda}.ds.d\lambda \quad (2.3)$$

R(được gọi là hệ số phát xạ đơn sắc ứng với độ dài sóng (và được tính ra Watt/m³ trong hệ thống đơn vị SI.

Năng lượng toàn phần phát ra trong một đơn vị thời gian bởi diện tích ds là :

$$\delta W = \int \delta W_{\lambda} = \left(\int_0^{\infty} R_{\lambda} d\lambda \right).ds$$

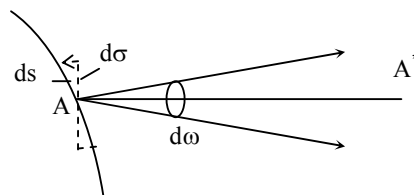
so với : (W = Rds

Ta có : $R = \bar{G}$ (2.4)

R và \bar{G} (tùy thuộc vào nhiệt độ của vật bức xạ).

*** ĐỘ CHÓI NĂNG LƯỢNG.**

Xét một diện tích vi phân ds bao quanh một điểm A trên bề mặt của một vật bức xạ và



xét một chùm tia bức xạ có góc khối $d\omega$ (với phương trung bình là AA'). Năng lượng dW mang bởi chùm tia (gồm tất cả các độ dài sóng) trong một đơn vị thời gian thì tỉ lệ với góc khối $d\omega$ (và với diện tích $d\omega$ (hình chiếu của ds xuống mặt phẳng thẳng góc với phương trung bình AA' : $d\omega = ds \cos i$ với i là góc hợp bởi pháp tuyến AN của diện tích ds với phương AA'). Ta có thể viết dW dưới dạng :

$$dW = e \cdot ds \cdot d\omega$$

(2.5)

Hệ số tỉ lệ e chỉ tùy thuộc vào bản chất và nhiệt độ của nguồn, và tùy thuộc vào phương AA' . Ta thấy e chính là năng lượng phát ra trong một đơn vị thời gian theo phương AA' bởi một đơn vị diện tích của bề mặt phát xạ thẳng góc với phương AA' và ứng với một chùm tia có góc khối bằng một đơn vị:

$$e = \frac{dW}{ds \cdot d\omega}$$

Hệ số e được gọi là độ chói năng lượng của nguồn theo phương AA' (ta thấy biểu thức của e giống như biểu thức của độ chói B trong trắc quang học $B = \bar{G}$).

*** HỆ SỐ CHÓI NĂNG LƯỢNG ĐƠN SẮC.**

Bức xạ phát ra bởi một nguồn có thể gồm nhiều đơn sắc. Năng lượng phát ra ứng với các đơn sắc thì không bằng nhau. Do đó người ta đưa vào một đại lượng đặc trưng trong sự bức xạ, gọi là hệ số chói năng lượng đơn sắc e_λ . Nếu chùm tia bức xạ trên gồm các đơn sắc có độ dài sóng ở trong khoảng λ và $\lambda + d\lambda$ thì năng lượng mang bởi chùm tia trên trong một đơn vị thời gian là :

$$dW_\lambda = e_\lambda \cdot ds \cdot d\omega \cdot d\lambda$$

(2.6)

Năng lượng của chùm tia trên và kể tất cả mọi độ dài sóng là:

$$dW = \int_0^\infty dW_\lambda = \left(\int_0^\infty e_\lambda d\lambda \right) ds \cdot d\omega$$

So sánh với công thức (2.5) ta có ngay :

$$e = \int_0^\infty e_\lambda d\lambda$$

(2.7)

Ta thấy, theo công thức (2.6), theo một phương nào đó, nếu e_λ càng lớn thì năng lượng bức xạ phát ra càng nhiều, vật bức xạ càng mạnh.

§§3. HỆ SỐ HẤP THỤ.

Xét một chùm tia bức xạ gồm các độ dài sóng ở trong khoảng λ và $\lambda + d\lambda$ chiếu tới một diện tích vi phân ds bao quanh điểm A của một vật, với phương trung bình là λ . Năng lượng tới ds trong một đơn vị thời gian dW'_λ . Một phần dW''_λ (của năng lượng trên) bị ds hấp thụ. Người ta định nghĩa hệ số hấp thụ của vật tại điểm A, theo phương λ , đối với độ dài sóng λ và ở nhiệt độ T của vật là :

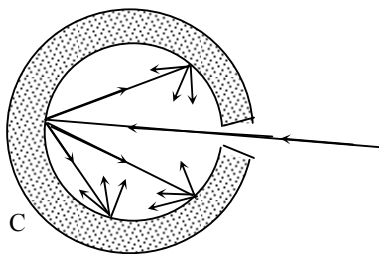
$$a_\lambda = \frac{dW''_\lambda}{dW'_\lambda}$$

(3.1)

a là tỷ số giữa hai đại lượng cùng thứ nguyên, do đó không có đơn vị. Với mọi vật, ta có $0 \leq a \leq 1$.

§§4. VẬT ĐEN.

Vật đen là những vật hấp thụ hoàn toàn năng lượng bức xạ chiếu tới, đối với mọi độ dài sóng và đối với mọi góc tới. Nghĩa là với vật đen ta có $a = 1$ với tất cả các độ dài sóng. Như vậy nếu ta chiếu tới vật đen một tia sáng thì tất cả đều bị vật hấp thụ, không có ánh sáng phản xạ, không có ánh sáng khuếch tán, cũng không có ánh sáng truyền qua. Vì vậy, gọi là vật đen (thực ra danh từ này không chính xác lắm, vì, mặc dù vậy, vật có thể phát xạ).

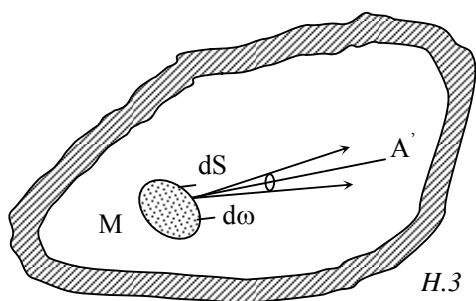


H.2

Trong thực tế, ta không có được một vật đen tuyệt đối theo đúng định nghĩa, vì không có vật nào hấp thụ hoàn toàn năng lượng tới. Tuy nhiên một bình kín C có đục một lỗ thùng nhỏ, bên trong bôi đen bằng mô hóng, có thể coi là một vật đen, bức xạ khi đi qua lỗ hổng vào bên trong bình, phản xạ nhiều lần liên tiếp bên trong bình, do đó hầu hết năng lượng bức xạ đều bị hấp thụ. Diện tích lỗ hổng vừa là bề mặt hấp thụ vừa là bề mặt phát xạ (khi phát xạ, bức xạ từ trong thoát ra cũng qua lỗ hổng này).

§§5. ĐỊNH LUẬT KIRCHHOFF.

Xét một bình kín C không cho bức xạ đi qua, bên trong là chân không và được giữ ở một nhiệt độ không đổi T . Trong bình là một vật M.



H.3

Thí nghiệm cho thấy dù vật M làm bằng chất gì và có nhiệt độ ban đầu là bao nhiêu thì sau một thời gian, nhiệt độ của M cũng bằng với nhiệt độ T của bình. Trong trường hợp này, sự truyền nhiệt không thể xảy ra do hiện tượng dẫn nhiệt hay hiện tượng đối lưu, mà sự cân bằng được thực hiện là do sự trao đổi năng lượng dưới dạng bức xạ giữa bình C và vật M. Thành trong của bình phát ra bức xạ (hoặc phản chiếu). Năng lượng bức xạ này khi chiếu tới M thì một phần bị vật M hấp thụ, biến thành nhiệt năng của các nguyên tử bên trong M. Nhưng đồng thời, vật M cũng phát ra bức xạ (năng lượng bức xạ này được chuyển hóa từ nhiệt năng của các nguyên tử của M). Giả sử lúc đầu nhiệt độ của vật M thấp hơn nhiệt độ của bình C. Hiện tượng hấp thụ ở M mạnh hơn hiện tượng phát xạ, nhiệt độ của M tăng lên. Nhiệt độ của M càng cao thì hiện tượng phát xạ càng mạnh. Tới một lúc năng lượng do M phát ra bằng năng lượng thu vào trong cùng một thời gian ta có sự cân bằng nhiệt độ của vật M và của bình C bằng nhau.

Gọi e_λ và a_λ lần lượt là hệ số chói năng lượng đơn sắc và hệ số hấp thụ của vật M tại một điểm A đối với phương AA' và đối với độ dài sóng λ . Xét chùm tia bức xạ phát ra bởi một diện tích vi phân ds bao quanh điểm A, có góc khối $d\omega$ và phương trung bình AA'.

Năng lượng mang bởi chùm tia này trong một đơn vị thời gian và đối với các độ dài sóng ở trong khoảng λ và $\lambda + d\lambda$ là:

$$dW_{\lambda} = e_{\lambda} \cdot d\sigma \cdot d\omega \cdot d\lambda$$

($d\sigma = ds \cdot \cos i$ là hình chiếu của ds xuống mặt phẳng thẳng góc với phương AA').

Bây giờ ta xét chùm tia trên nhưng theo chiều ngược lại, nghĩa là xét năng lượng do bình C bức xạ vào diện tích ds của vật M. Năng lượng này (trong một đơn vị thời gian và ứng với cùng các độ dài sóng trên) truyền qua khoảng chân không trong bình và có trị số là:

$$dW'_{\lambda} = E_{\lambda} \cdot d\sigma \cdot d\omega \cdot d\lambda \quad (5.1)$$

E_{λ} là hệ số tỉ lệ. Người ta chứng minh được E_{λ} không tùy thuộc bản chất của thành bình và phương của chùm tia sáng, mà chỉ tùy thuộc nhiệt độ T và độ dài sóng λ . Như vậy $E_{\lambda} = E(T, \lambda)$ là một hàm phổ biến theo nhiệt độ T và độ dài sóng λ (phổ biến vì chung cho mọi vật). E_{λ} được gọi là cường độ riêng của bức xạ nhiệt trong chân không.

Phần năng lượng bị diện tích ds hấp thụ là: $dW''_{\lambda} = a_{\lambda} \cdot dW'_{\lambda} = a_{\lambda} \cdot E_{\lambda} \cdot d\sigma \cdot d\omega \cdot d\lambda$.

Trong điều kiện cân bằng ta phải có:

$$dW'_{\lambda} = dW''_{\lambda}$$

Suy ra: $e_{\lambda} = a_{\lambda} \cdot E_{\lambda}$

Vậy

$$\frac{e_{\lambda}}{a_{\lambda}} = E(\lambda, T) \quad (5.2)$$

Dựa vào hệ thức trên, định luật Kirchhoff được phát biểu như sau:

Tỉ số giữa hệ số chói năng lượng đơn sắc e_{λ} và hệ số hấp thụ a_{λ} tại một điểm trên bề mặt của một vật, lấy theo cùng một độ dài sóng và cùng một phương là một hằng số. Hằng số này độc lập đối với bản chất của vật, với điểm khảo sát trên bề mặt của vật và với phương phát xạ. Nó chỉ tùy thuộc độ dài sóng λ và nhiệt độ của vật.

§§6. Ý NGHĨA CỦA ĐỊNH LUẬT KIRCHHOFF.

1. Từ hệ thức (2.6) định nghĩa e_{λ} , ta thấy hệ số chói năng lượng đơn sắc e_{λ} biểu thị khả năng phát xạ theo một phương xác định và đối với độ dài sóng λ , của một điểm trên bề mặt một vật ở một nhiệt độ xác định. Vậy theo định luật Kirchhoff, một vật phát ra bức xạ λ càng mạnh nếu nó hấp thụ bức xạ này càng mạnh. Nói cách khác, đối với một bức xạ λ , một vật bức xạ tốt nếu nó là một vật hấp thụ tốt.

2. Cho e_{λ} và a_{λ} theo thứ tự là hệ số chói năng lượng đơn sắc và hệ số hấp thụ của một vật bất kỳ; e_{λ}^{vd} là hệ số chói năng lượng đơn sắc của vật đen, theo định luật Kirchhoff, tỉ số giữa hệ số chói năng lượng đơn sắc và hệ số hấp thụ không tùy thuộc bản chất của vật nên xét cùng một nhiệt độ và cùng một độ dài sóng λ , ta có:

$$\frac{e_{\lambda}}{a_{\lambda}} = \frac{e_{\lambda}^{vd}}{a_{\lambda}^{vd}}$$

Vậy tỉ số giữa hệ số chói năng lượng đơn sắc và hệ số hấp thụ (ứng với cùng một độ dài sóng và xét cùng một phương) của một vật bất kỳ thì bằng hệ số chói năng lượng đơn sắc của vật đen đối với cùng một độ dài sóng và ở cùng một nhiệt độ.

3. Ngoài ra với một vật bất kỳ, hệ số hấp thụ luôn luôn nhỏ hơn 1 ($a_{\lambda} < 1$) nên luôn ta có:

$$e_{\lambda}^{vd} > e_{\lambda}$$

Vậy ứng với cùng một độ dài sóng và cùng một nhiệt độ, vật đen là vật có khả năng phát xạ mạnh nhất.

Ta cũng suy ra từ định luật Kirchhoff

$$e_{\lambda} = a_{\lambda} \cdot e_{\lambda}^{vd}$$

Muốn $e_{\lambda} \neq 0$, ta phải có đồng thời $a \neq 0$ và $e_{\lambda}^{vd} \neq 0$. Điều đó có nghĩa là muốn một vật bất kỳ, ở một nhiệt độ xác định, có thể phát ra bức xạ λ ($e \neq 0$) thì điều kiện là vật đó phải hấp thụ được bức xạ λ ($a \neq 0$) và đồng thời vật đen ở cùng nhiệt độ cũng có khả năng phát ra bức xạ đó ($e_{\lambda}^{vd} \neq 0$).

§§7. SỰ PHÁT XẠ CỦA VẬT ĐEN.

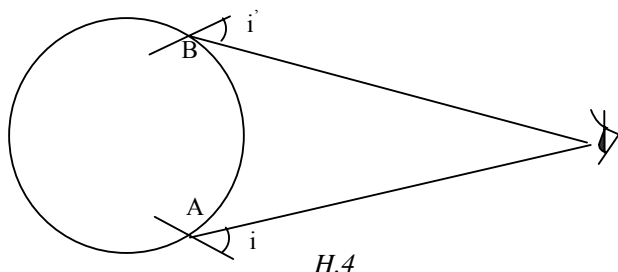
a/ Với vật đen, ta có $a_{\lambda}^{v.d} = 1$. Vậy

$$a_{\lambda}^{v.d} = E_{\lambda}$$

Ta đã biết $E_{\lambda} = E(\lambda, T)$ là một hàm phổ biến theo nhiệt độ T và độ dài sóng λ , không tùy thuộc vào bản chất của vật đen cũng như cách thức hiện vật đen. Vì vậy, hệ số chói năng lượng đơn sắc của vật đen cũng không tùy thuộc bản chất và cách thức hiện nó, nói cách khác ở cùng một nhiệt độ và đối với cùng một độ dài sóng, mọi vật đen đều có cùng một hệ số chói năng lượng đơn sắc $a_{\lambda}^{v.d}$.

b/ Đối với vật đen, hệ số hấp thụ a_{λ} (không tùy thuộc phương khảo sát nên hệ số chói năng lượng đơn sắc e_{λ} cũng không tùy thuộc phương phát xạ, do đó khả năng phát xạ của vật đen theo mọi phương đều như nhau

c/ Độ chói năng lượng toàn phần (đối với mọi độ dài sóng từ 0 tới ∞) $e = \int e_{\lambda} d\lambda$ trong trường hợp vật đen cũng độc lập với phương phát xạ. Vì vậy khi nung quả cầu bằng kim loại phủ mờ hóng (coi như vật đen) tới nhiệt độ phát xạ ánh sáng thấy được, ta thấy như một đĩa tròn sáng vì khả năng phát xạ của mọi điểm trên hình cầu theo phương tới mắt đều như nhau.

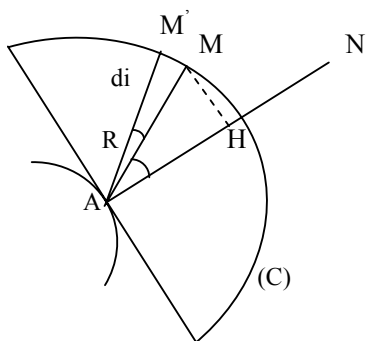


* Vì $E_{\lambda} = a_{\lambda}^{v.d}$ nên ta cũng gọi E_{λ} là hệ số chói năng lượng đơn sắc của vật đen và độ chói năng lượng toàn phần có thể viết là:

$$E = \int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda \quad (7.14)$$

d/ Hệ thức liên lạc giữa E_{λ} và R_{λ} :

Bây giờ ta tính năng lượng bức xạ phát ra bởi một đơn vị diện tích bề mặt của vật đen, theo tất cả mọi phương và gồm tất cả các độ dài sóng. Năng lượng này chính là năng suất phát xạ toàn phần R .



Năng lượng bức xạ phát ra bởi một đơn vị diện tích trên bề mặt vật đen trong một đơn vị thời gian giới hạn trong một hình nón sơ cấp góc khối $d\omega$ là gồm tất cả các độ dài sóng từ 0 tới ∞ (là $dW = E dS \cos i d\omega = E \cos i d\omega$). Xét chùm tia giới hạn giữa hai hình nón có trục là pháp tuyến AN , các nửa góc ở đỉnh là i và $i + di$, góc khối của chùm tia này là :

$$d\omega = \frac{2\pi \cdot MH \cdot MM'}{R^2} = 2\pi \sin i \cdot di$$

Vậy $dW = 2(E \cdot \cos i \sin i \cdot di)$.

Năng suất phát xạ toàn phần là :

$$R = 2\pi E \int_0^{\pi/2} \cos i \cdot \sin i \cdot di = E\pi \int_0^{\pi/2} \sin 2i \cdot di = \pi \cdot E$$

$$R = \pi \cdot E$$

(7.2)

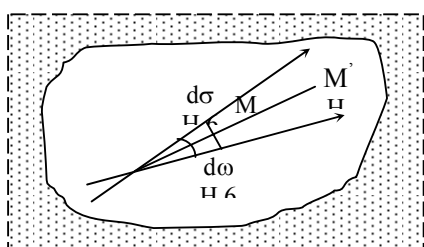
Tương tự ta cũng chứng minh được hệ thức liên hệ giữa số phát xạ đơn sắc R(và hệ số chói năng lượng đơn sắc E(của vật đen.

$$R_\lambda = \pi \cdot E_\lambda$$

(7.3)

e/ Mật độ năng lượng.

Trong các khảo sát hiện tượng phát xạ của một vật, người ta còn dùng một đại lượng gọi là mật độ năng lượng.



Xét các độ dài sóng ở trong khoảng λ và $\lambda + d\lambda$. Năng lượng bức xạ mang bởi chùm tia hình nón sơ cấp có góc khối $d\omega$, phương trung bình MM' , đi qua diện tích $d\sigma$ (xung quanh điểm M và thẳng góc với MM').... trong một đơn vị thời gian là $E_\lambda \cdot d\sigma \cdot d\omega \cdot d\lambda$. Trong một thời gian dt , đoạn truyền của bức xạ là $C \cdot dt$. Năng lượng đi qua diện tích $d\sigma$ là $E_\lambda \cdot d\sigma \cdot d\omega \cdot d\lambda \cdot dt$ chiếm một thể tích là $C \cdot dt \cdot d\sigma$. Vậy năng lượng bức xạ trong một đơn vị thể tích là :

$$\frac{E_\lambda \cdot d\sigma \cdot d\omega \cdot d\lambda \cdot dt}{C \cdot dt \cdot d\sigma} = \frac{1}{C} E_\lambda \cdot d\omega \cdot d\lambda$$

Năng lượng bức xạ trong đơn vị thể tích này tính theo tất cả mọi phương là :

$$\frac{1}{C} E_\lambda \cdot d\lambda \int d\omega = \frac{4\pi}{C} E_\lambda \cdot d\lambda$$

Dấu tích phân lấy theo toàn thể không gian nên $\int d\omega = 4\pi$ Stêradian.

Đặt năng lượng này là : $U_\lambda \cdot d\lambda$

Vậy

$$U_\lambda = \frac{4\pi}{C} E_\lambda$$

(7.4)

U được gọi là mật độ năng lượng đơn sắc của vật đen. Năng lượng toàn phần chứa trong đơn vị thể tích trên (theo tất cả mọi phương và với tất cả các độ dài sóng từ 0 tới ∞) được gọi là mật độ năng lượng toàn phần U của vật đen. Ta có :

$$U = \int_0^\infty U_\lambda \cdot d\lambda = \frac{4\pi}{C} \int_0^\infty E_\lambda \cdot d\lambda = \frac{4\pi}{C} E$$

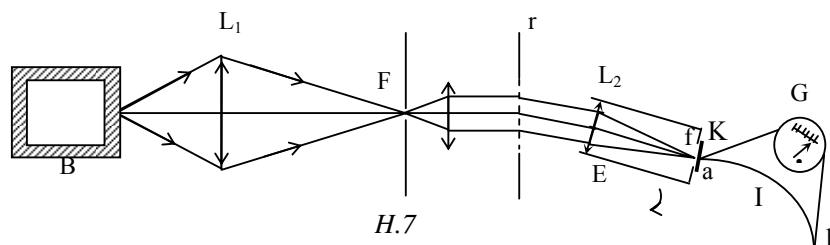
$$U = \int_0^\infty U_\lambda \cdot d\lambda = \frac{4\pi}{C} E$$

$$U = \frac{4\pi}{C} E$$

(7.5)

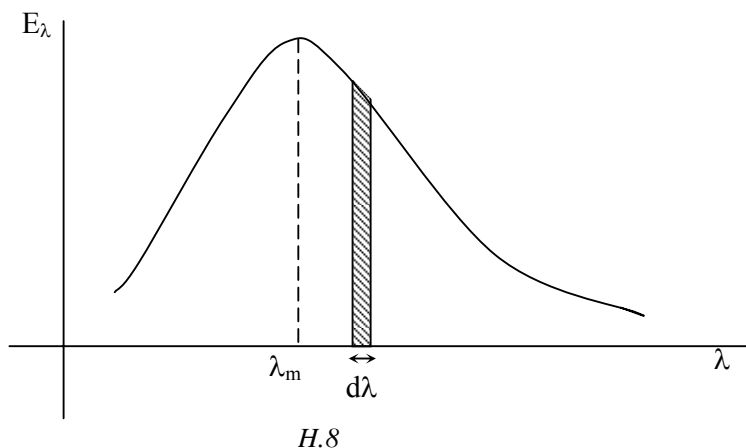
§§8. ĐƯỜNG ĐẶC TRƯNG PHỔ PHÁT XẠ CỦA VẬT ĐEN.

Ta đã biết bức xạ phát ra bởi một vật gồm nhiều đơn sắc, năng lượng phát ra ứng với mỗi đơn sắc không bằng nhau và được đặc trưng bởi hệ số chói năng lượng đơn sắc E_λ (hoặc R_λ hay U_λ). Đường cong biểu diễn sự biến thiên của E_λ theo bước sóng λ được gọi là đường đặc trưng phổ phát xạ của vật. Ta xác định được đặc trưng phổ phát xạ của vật đen bằng thí nghiệm sau.



Vật đen là lỗ A nhỏ của bình kín B. Bình B được giữ ở một nhiệt độ T không đổi mà ta cần khảo sát. Chùm tia bức xạ phát ra từ A được hội tụ vào khe F của ống chuẩn trực C nhờ một thấu kính hội tụ L_1 . Chùm tia ló song song đi ra từ ống chuẩn trực C được cho đi qua một cách tử r và bị tán sắc bởi cách tử. Trong cùng một quang phổ, các đơn sắc lệch theo các phương nhiều xạ khác nhau. Mỗi chùm tia nhiễu xạ được hội tụ tại khe f nhờ thấu kính hội tụ L_2 của ống E. Bằng cách quay ống E, ta có thể hội tụ chùm tia bức xạ có độ dài sóng λ tới $\lambda + d_\lambda$ vào khe f. Tại khe này, ta đặt một lá kim loại nhỏ k bôi đen để hấp thụ năng lượng bức xạ hội tụ ở khe f. Năng lượng này biến thành nhiệt năng làm tăng nhiệt độ ở k. Ta đo nhiệt độ của k bằng một cặp nhiệt điện I, đầu hàn a gắn với miếng kim loại k, đầu hàn b tiếp xúc với một nguồn lạnh. Sự chênh lệch nhiệt độ ở hai đầu hàn a và b tạo một dòng nhiệt điện và ta đo bằng một điện kế G rất nhạy. Đường cong biểu diễn sự biến thiên của độ chói trên điện kế G theo độ dài sóng của bức xạ phát ra bởi vật đen A chính là đường cong biểu diễn sự biến thiên của E_λ (hoặc R_λ hay U_λ) theo λ (hay chính là đường đặc trưng phổ phát xạ của vật đen (hình 8)).

Bằng cách thay đổi nhiệt độ T của vật đen, ta vẽ được nhiều đường đặc trưng ứng với nhiều nhiệt độ khác nhau.

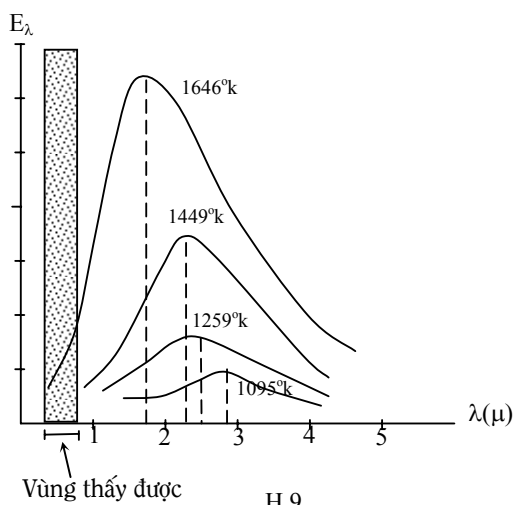


Diện tích gạch chéo trên đồ thị tỉ lệ với $E_\lambda d_\lambda$ do đó tỉ lệ với năng lượng bức xạ (gồm các độ dài sóng ở trong khoảng $(\lambda, \lambda + d_\lambda)$) phát ra bởi một đơn vị diện tích của vật đen A, trong một đơn vị thời gian.

Diện tích giới hạn bởi đường đặc trưng và trục hoành tỉ lệ với năng lượng toàn phần, gồm tất cả các độ dài sóng từ 0 tới ∞ , phát ra bởi một đơn vị diện tích của bề mặt vật đen trong một đơn vị thời gian, nghĩa là tỉ lệ với năng suất phát xạ toàn phần R.

Nhận xét đường đặc trưng trên, ta thấy E_λ (hoặc R_λ hay U_λ) cực đại ứng với một độ dài sóng λ_m .

Các đường đặc trưng thay đổi theo nhiệt độ của vật đen như hình vẽ 9.



Nhận xét các đường này ta thấy:

- Năng suất phát xạ toàn phần R tăng rất nhanh theo nhiệt độ T của vật đen.
- Nhiệt độ của vật đen càng cao thì trị số của λ_m càng tiến về phía độ dài sóng ngắn.

§§9. ĐỊNH LUẬT STEFAN - BOLTZMANN.

Bằng thực nghiệm, năm 1879, Stefan đưa ra định luật :

Năng suất phát xạ toàn phần của vật đen tỉ lệ với lũy thừa bậc 4 của nhiệt độ tuyệt đối của vật.

$$R_{v\text{đ}} = \sigma \cdot T^4 \quad (9.1)$$

Cơ sở lý thuyết của định luật này được Boltzmann thiết lập lên, dựa vào các lý thuyết trong nhiệt động lực học. Vì vậy định luật này được gọi là định luật Stefan - Boltzmann.

(được gọi là hằng số Stefan - Boltzmann.

Nếu R tính ra watt / m², T tính ra độ tuyệt đối thì (có trị số là:

$$\sigma = 5,672 \times 10^{-8}$$

Người ta đã áp dụng định luật Stefan vào sự bức xạ của mặt trời, một vật đen gần đúng và đo được nhiệt độ mặt trời T (5.950(k.

§§10. ĐỊNH LUẬT DỜI CHỖ CỦA WIEN.

Wien đã chứng minh được hàm số sau :

$$u_\nu = T^3 f(\nu/T) \quad (10.1)$$

Trong đó u_ν là mật độ năng lượng đơn sắc của vật đen ứng với tần số ν (T là nhiệt độ tuyệt đối của vật đen.

Cơ sở lý thuyết của định luật này đã được Wien xây dựng trên các lý thuyết của nhiệt động lực học và hiện tượng Doppler - Fizeau.

Ta có thể chuyển hàm số trên theo biến số (:

Năng lượng bức xạ chứa trong một đơn vị thể tích và gồm các bức xạ có độ dài sóng ở trong khoảng (và (+ d((hay trong khoảng tần số (, $\nu + d\nu$) là

$$du = u(\nu) d\nu \quad \text{mà } G$$

$u(\lambda)$ hay $u(\nu)$ là mật độ năng lượng đơn sắc của vật đen ứng với độ dài sóng λ (hay tần số ν).

Ta có (10.2)

Thế vào (10.1) ta được :

$$u_{\lambda} = -\frac{cT^3}{\lambda^2} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right) = \frac{-cT^5}{(\lambda T)^2} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right)$$

Đặt hàm $x = \frac{c}{\lambda T}$

Ta được $U(\lambda, T) = T^5 \cdot f(x)$ (10.3)

Ta nhận thấy nếu đặt $x = \frac{c}{\lambda T}$ và $\lambda = \frac{c}{xT}$ rồi vẽ đường Co biểu diễn sự biến thiên của y theo x thì ứng với mỗi trị số của nhiệt độ T trong phương trình (10.3), ta có thể vẽ được đường biểu diễn của $u(\lambda)$ theo λ (suy ra từ đường Co. Định luật dời chỗ của Wien được phát biểu như sau :

Từ đường C biểu diễn sự biến thiên của $U(\lambda)$ theo λ ở một nhiệt độ T ta có thể suy ra đường biểu diễn C' ứng với nhiệt độ T' bằng phép biến đổi x và λ

(u' và u ở đây là các trị số của $u(\lambda)$ ở các nhiệt độ T' và T , dùng nhằm với mật độ năng lượng toàn phần).

Ta suy ra kết quả đặc biệt ứng với độ dài sóng λ_m (tại độ dài sóng này, $u(\lambda)$ cực đại, nghĩa là $R(\lambda)$ và $E(\lambda)$ cực đại).

$$\lambda_m T = \text{hằng số} = 2897,1 \mu^{\circ}\text{K} \quad (10.4)$$

§§11. PHƯƠNG TRÌNH ĐƯỜNG ĐẶC TRƯNG CỦA WIEN VÀ CỦA RAYLEIGH - JEANS.

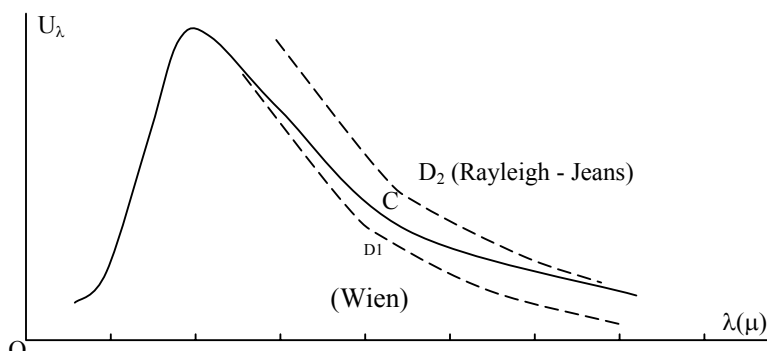
Các nhà nghiên cứu cố gắng tìm một công thức diễn tả đúng sự phân bố năng lượng bức xạ theo độ dài sóng mà người ta đã biết qua thực nghiệm. Nói cách khác, người ta cố gắng xây dựng một lý thuyết để giải thích đường đặc trưng của phổ bức xạ được vẽ nhờ thực nghiệm. Wien đã đề nghị công thức sau :

$$u_{\lambda} \cdot d\lambda = \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{e^{C_2/\lambda T}} d\lambda \quad (11.1)$$

Trong đó : $u(\lambda)$ là mật độ năng lượng đơn sắc ở khoảng rộng bên trong vật đen có nhiệt độ không đổi T .

T = nhiệt độ tuyệt đối

C_1 và C_2 là hai hằng số xác định nhờ thực nghiệm, được gọi là hằng số bức xạ thứ nhất và thứ hai. Công thức của Wien phù hợp với đường đặc trưng phổ bức xạ C vẽ được nhờ thực nghiệm về phía độ dài sóng ngắn, nhưng khi λ lớn hơn (λ thì không còn trùng nhau nữa (đường D1 trong hình 10). Ngoài ra, một nhược điểm quan trọng của công thức Wien là trong khi cố gắng xây dựng lý thuyết cho đường đặc trưng phổ bức xạ thì Wien lại chấp nhận trong phương trình của mình hai hằng số thực nghiệm.



H.10

Lý thuyết của Rayleigh và Jeeans chặt chẽ hơn. Hai ông cho rằng bức xạ điện từ phản chiếu đi lại nhiều lần bên trong khoảng rỗng của vật đen. Những bức xạ có phương truyền và độ dài sóng thích hợp với kích thước của khoảng rỗng hợp với các sóng phản xạ của chúng tạo thành một hệ thống sóng đứng. Có nhiều loại sóng đứng tùy theo trạng thái phân cực của chúng và tùy theo véc tơ sóng \vec{G} của bức xạ điện từ (Véc tơ sóng \vec{G} có phương là phương truyền của bức xạ và có suất \vec{G}). Vì hệ thống cân bằng về nhiệt nên năng lượng bức xạ bị hấp thụ bởi mặt trong của thành bình bằng với năng lượng bức xạ được phát ra bởi các nguyên tử của thành bình. Năng lượng trung bình của mỗi "loại" sóng đứng theo lý thuyết thống kê cổ điển là kT với k là hằng số Boltzmann.

Rayleigh tính được số loại sóng đứng trong một đơn vị thể tích của khoảng rỗng trong vật đen đối với dải độ dài sóng vi cấp $d\lambda$ (từ λ tới $\lambda + d\lambda$) là:

$$dn_{\lambda} = \frac{8\pi}{\lambda^4} d\lambda \quad (11.2)$$

Vậy năng lượng bức xạ ở trong một đơn vị thể tích này là :

$$u_{\lambda}.d\lambda = 8\pi kT \frac{d\lambda}{\lambda^4} \quad (11.3)$$

Do đó mật độ năng lượng đơn sắc ứng với độ dài sóng λ là :

$$u_{\lambda} = \frac{8\pi kT}{\lambda^4} \quad (11.4)$$

Xét về phương diện lý thuyết thì dẫn giải của Rayleigh và Jeans chặt chẽ hơn công thức Wien nhưng công thức (11.4) chỉ phù hợp với đường đặc trưng thực nghiệm C ở khoảng độ dài sóng lớn, khi đi về phía λ nhỏ thì U_{λ} tiến tới ∞ (đường D2 trong H.10). Điều này mâu thuẫn trầm trọng với thực nghiệm. Người ta không tìm thấy một kẽ hở nào trong lý thuyết của Rayleigh và Jeans, và coi đây là một sự khủng hoảng về lý thuyết, không thể giải thích được trong một thời gian dài. Đó là sự khủng hoảng trong vùng tử ngoại.

§§12. LÝ THUYẾT PLANCK; SỰ PHÁT XẠ LƯỢNG TỬ.

Trước hết Planck nhận thấy nếu thêm -1 vào mẫu số của công thức Wien và điều chỉnh các hằng số C_1 , C_2 thì được một công thức phù hợp với toàn thể đường đặc trưng phổ phát xạ của vật đen về được bằng thực nghiệm, đồng thời từ công thức đó, có thể suy ra công thức Rayleigh - Jeans khi xét các sóng λ lớn. Nhưng vậy chắc chắn công thức Rayleigh - Jeans có sự sai lầm. Mặt khác, Planck dò lại hết sức cặn kẽ lý luận của Rayleigh và Jeans nhưng không phát hiện được kẽ hở nào trong lý thuyết này. Hai yếu tố trên khiến Planck phải kết luận : khuyết điểm không phải nằm trong lý thuyết của Rayleigh mà nằm trong cơ sở của lý thuyết đó. Nghĩa là nằm trong các lý thuyết cổ điển. Rayleigh dựa trên lý thuyết cổ điển cho rằng năng lượng trung bình \bar{G} của mỗi loại sóng đứng là kT , Planck đi tính lại năng lượng trung bình này trên một cơ sở khác.

Theo quan điểm của Planck một vật bức xạ gồm một số rất lớn các vật dao động vi cấp, chấn động với mọi tần số. Những vật dao động vi cấp này là các nguồn phát ra bức xạ. Năng lượng trung bình \bar{G} của mỗi loại sóng đứng là năng lượng của các vật dao động vi cấp. Planck tính năng lượng này bằng cách lấy số vật dao động vi cấp ở cùng một mức năng lượng nhân với năng lượng ở mức đó, lập tổng các tích số này và chia cho tổng số các vật dao động vi cấp ở mọi mức.

Theo quan điểm cổ điển, năng lượng của các vật dao động vi cấp có thể có mọi trị số liên tục. Planck đã đưa ra một quan điểm rất cách mạng lúc bấy giờ là năng lượng của các

vật dao động vi cấp không phải có một chuỗi trị số liên tục, mà chỉ có thể có những trị số gián đoạn và là một bội số của năng lượng (ϵ). Xét các vật dao động vi cấp ở mức năng lượng $m\epsilon$ (m là một số nguyên). Số vật dao động vi cấp ở mức năng lượng này theo định luật phân bố Boltzmann là

$$n_m = n_0 \cdot e^{-m\epsilon/kT} \quad (12.1)$$

Năng lượng của n_m vật dao động là

$$m\epsilon n_m = m\epsilon n_0 e^{-m\epsilon/kT}$$

Năng lượng trung bình của một vật dao động là :

$$\bar{W} = \frac{\sum_{m=0}^{\infty} m\epsilon n_0 e^{-m\epsilon/kT}}{\sum_{m=0}^{\infty} n_0 e^{-m\epsilon/kT}}$$

Vì m là một số nguyên nên ta có :

$$\bar{W} = \frac{0 + \epsilon e^{-\epsilon/kT} + 2\epsilon e^{-2\epsilon/kT} + 3\epsilon e^{-3\epsilon/kT} + \dots}{1 + e^{-\epsilon/kT} + e^{-2\epsilon/kT} + e^{-3\epsilon/kT} + \dots}$$

Đặt $x = e^{-\epsilon/kT}$, ta có :

$$\bar{W} = \epsilon x \frac{1 + 2x + 3x^2 + \dots}{1 + x + x^2 + x^3 + \dots} \quad \text{vôùi } x < 1$$

$$\text{Hay } \bar{W} = \epsilon x \frac{1/(1-x)^2}{1/(1-x)} = \frac{\epsilon x}{1-x} = \frac{\epsilon}{(1/x)-1}$$

Vậy

$$\boxed{\bar{W} = \epsilon x \frac{\epsilon}{e^{\epsilon/kT} - 1}} \quad (12.2)$$

Năng lượng bức xạ ở trong một đơn vị thể tích của khoảng rỗng bên trong vật đen đó với dải độ dài sóng vi cấp $d\lambda$ (từ λ tới $\lambda + d\lambda$) là :

$$u_\lambda d\lambda = \bar{W} \cdot dn_\lambda = \frac{8\pi x}{\lambda^4} \cdot \frac{\epsilon}{e^{\epsilon/kT} - 1} \cdot d\lambda$$

$$u_\lambda d\lambda = \frac{8\pi}{\lambda^4} \cdot \frac{\epsilon}{e^{\epsilon/kT} - 1} \cdot d\lambda \quad (12.3)$$

Theo các lý thuyết cổ điển, năng lượng có thể có mọi trị số, liên tục, điều đó cũng có nghĩa là (có thể tiến tới số không, khi đó ta thấy lại kết quả G (áp dụng qui tắc Hospital để cắt dạng vô định của công thức (12.2) khi $\epsilon = 0$), nghĩa là phù hợp với công thức của Rayleigh. Để tránh sự khủng hoảng gây ra bởi công thức Rayleigh, Planck cho rằng (không thể bằng không, nó là năng lượng nhỏ nhất phát ra hay thu vào bởi vật dao động vi cấp và được gọi là lượng tử.

So sánh công thức đưa ra bởi Planck và công thức đề nghị bởi Wien (11.1) ta thấy tương tự nếu thừa nhận ($\epsilon \neq 0$ (chỉ khác nhau -1 ở mẫu số) và nếu lấy :

$$\frac{C_2}{\lambda^5} = \frac{\epsilon}{kT} \quad \text{hay} \quad \epsilon = \frac{C_2 k}{\lambda} = \frac{C_2 k}{C} \nu$$

c = vận tốc ánh sáng trong chân không
(ν = tần số chấn động của bức xạ phát ra.

Đặt h bằng số h , ta thấy :

(12.4)

$$\text{Thế (12.4) vào (12.3) ta được :} \quad \boxed{\epsilon = \frac{hc}{\lambda} = h\nu}$$

$$u_{\lambda} d\lambda = \frac{8\pi hc \lambda^{-5}}{e^{hc/kT\lambda} - 1} d\lambda \quad (12.5)$$

Mật độ năng lượng đơn sắc là :

$$u_{\lambda} = \frac{8\pi hc \lambda^{-5}}{e^{hc/kT\lambda} - 1} \quad (12.6)$$

Suy ra độ chói năng lượng đơn sắc :

$$E_{\lambda} = \frac{2hc^2 \lambda^{-5}}{e^{hc/kT\lambda} - 1}$$

Công thức được gọi là công thức Planck, hoàn toàn phù hợp với đường đặc trưng C vẽ được bởi thực nghiệm (hình 10).

Hằng số h được gọi là hằng số Planck.

$h = (6,6253 + 0,0003) \times 10^{-34}$ joule giây

Vậy theo Planck, năng lượng của mỗi vật dao động phải là một bội số nguyên của tích số giữa hằng số h và tần số (của bức xạ mà nó phát ra.

Năng lượng của một vật dao động chỉ có thể thay đổi nhỏ nhất là:

$$\varepsilon = h\nu$$

Ta có thể từ công thức Planck tìm lại các định luật Stefan – Boltzmann, định luật Wien, công thức Rayleigh – Jeans khi (lớn. Điều này xác định sự đúng đắn của giả thuyết Planck về lượng tử.

Khái niệm về lượng tử được Planck đưa ra năm 1900, lúc đầu chỉ nhằm mục đích cố gắng giải thích hiện tượng bức xạ nhiệt của vật đen. Nhưng ta sẽ thấy, phát kiến táo bạo và nổi tiếng này của Planck đã dẫn tới những chuyển biến mạnh trong ngành vật lý.

§§13. BỨC XẠ NHIỆT CỦA VẬT THỰC.

Theo định luật Kirchhoff, ta có :

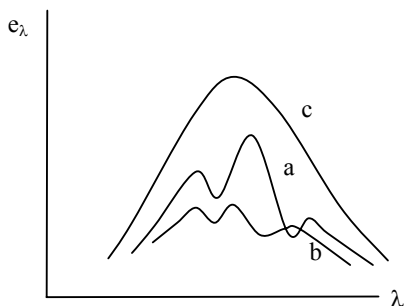
$$e(\lambda) < e_{\text{vd}}(\lambda) \quad \text{hay} \quad R(\lambda) < R_{\text{vd}}(\lambda)$$

Ở cùng một nhiệt độ và xét cùng một độ dài sóng, hệ số phát xạ đơn sắc của một vật thực (không đen) bao giờ cũng nhỏ hơn hệ số phát xạ đơn sắc của vật đen.

Mà $G_{\text{vd}} = R_{\text{vd}}$ suy ra : $R < R_{\text{vd}}$

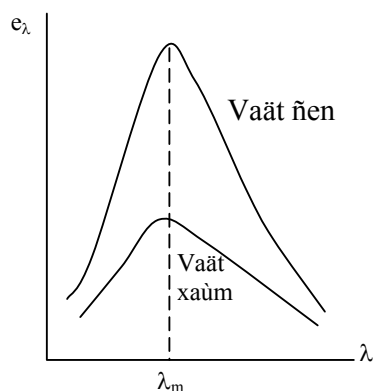
Nghĩa là năng suất phát xạ toàn phần của vật thực cũng phải nhỏ hơn năng suất phát xạ toàn phần của vật đen.

Ta cũng có thể khảo sát sự phân bố năng lượng trong phổ bức xạ của một vật thực bằng phương pháp giống như khi khảo sát sự bức xạ của vật đen, nhưng trong trường hợp này đường đặc trưng tùy thuộc bản chất của vật thực. Trong hình vẽ 11 đường a và b là các

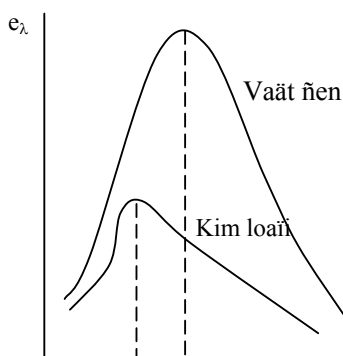


đường đặc trưng phổ phát xạ của hai vật thực A và B ở cùng nhiệt độ nhưng làm bằng hai chất khác nhau. Đường C là đường đặc trưng phổ phát xạ của vật đen.

Những vật thực có hệ số hấp thụ $a(\lambda)$ thay đổi không đáng kể theo độ dài sóng ($a(\lambda) = a$, hằng số đối với độ dài sóng) nên độ chói năng lượng đơn sắc $e(\lambda)$ (tỉ lệ với độ chói $E(\lambda)$ của vật đen ứng với cùng một độ dài sóng và cùng một nhiệt độ: $e(\lambda) = aE(\lambda)$?. Trong trường hợp này sự phân bố năng lượng trong phổ phát xạ giống như sự phân bố trong phổ của vật đen (hình 12) và vật được gọi là vật xám, thí dụ trường hợp carbon.



H.12



H.13

Trong trường hợp các kim loại, đường phân bố năng lượng trong phổ phát xạ có dạng tương tự như trường hợp vật đen nhưng đỉnh nhọn dịch chuyển thường là về phía độ dài sóng ngắn, đối với đường đặc trưng phổ phát xạ của vật đen ở cùng một nhiệt độ (hình 13).

Với các vật đen, năng suất phát xạ toàn phần R_{vd} tuân theo định luật Boltzmann.

$$R_{vd} = \sigma T^4$$

Với các vật thực thì năng suất phát xạ toàn phần R phải nhỏ hơn .

$$R < R_{vd} \text{ hay } R < \sigma T^4$$

Ta đặt $R = b \sigma T^4$

b được gọi là độ đen của vật, có trị số tùy thuộc tính chất và nhiệt độ của vật và luôn luôn nhỏ hơn một ($b < 1$).

Nếu ta xét nhiệt độ T' của một vật đen có năng suất phát xạ toàn phần bằng năng suất phát xạ của một vật thực ở nhiệt độ T thì T' được gọi là nhiệt độ bức xạ của vật thực.

Ta có : $(T')^4 = b \sigma T^4$

Suy ra nhiệt độ thực của vật thực là :

$$T = \frac{T'}{\sqrt[4]{b}} \quad (13.2)$$

Như vậy nếu xác định được nhiệt độ bức xạ T' của vật thực, ta suy ra được nhiệt độ thực T của nó nếu biết độ đen b .

§§14. HỎA KẾ QUANG HỌC.

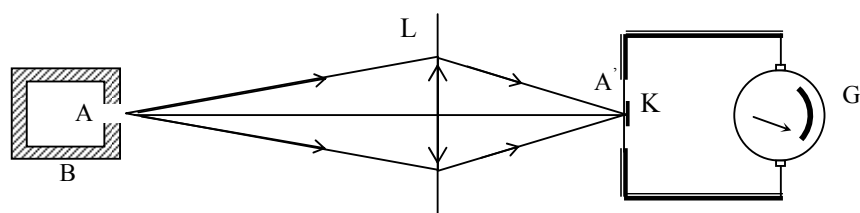
Hỏa kế quang học dùng để đo các nhiệt độ cao, thí dụ nhiệt độ một vật nung đỏ, nhiệt độ lò luyện kim.... Với các nhiệt độ cao như vậy người ta không thể xác định bằng các phương pháp thông thường.

Sau đây là hai kiểu quang hỏa kế chủ yếu.

* Quang hỏa kế bức xạ toàn phần.

Loại quang hỏa kế này đo công suất phát xạ toàn phần của vật đen, thí dụ cửa sổ một lò luyện kim và ứng dụng định luật Stefan để suy ra nhiệt độ của vật.

Dưới đây là sơ đồ của một loại quang hỏa kế kiểu này.

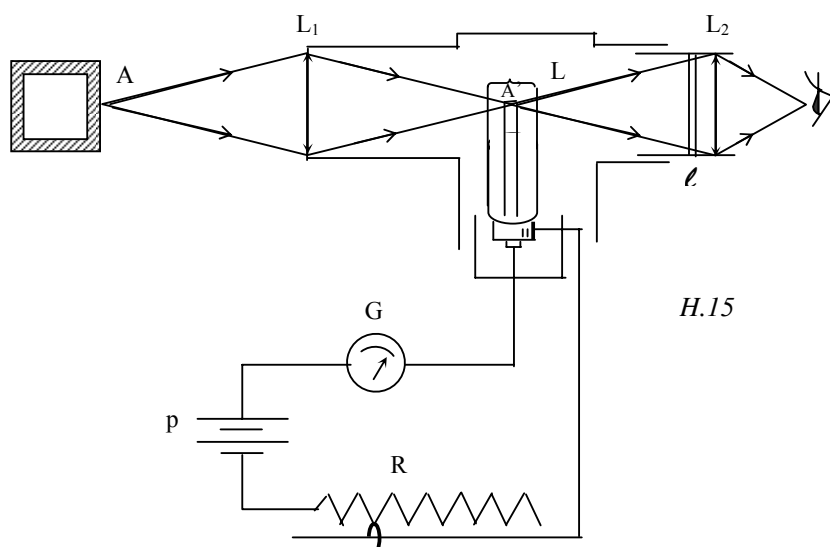


H.14

Thấu kính L trong suốt đối với mọi đơn sắc, hội tụ chùm tia bức xạ phát ra từ nguồn A (đóng vai trò của vật đen) vào một đĩa nhỏ k bằng bạc bôi đen. Độ chói của ảnh A' trên đĩa k bằng độ chói của nguồn A. Nhiệt độ của đĩa k được đo bằng một cặp nhiệt điện và một điện kế G có độ nhạy lớn. Nhiệt độ này tỷ lệ với độ chói của ảnh A', do đó tỉ lệ với độ chói của vật đen A. Bằng một bảng đo mẫu nhiệt độ có sẵn, ta suy ra nhiệt độ của A bằng cách đọc độ chỉ trên điện kế G.

Nếu A không phải vật đen thì nhiệt độ đo được chỉ là nhiệt độ bức xạ T' của vật. Nhiệt độ thực của A là $T = \frac{T'}{b}$ với b là độ đen của A.

* Quang hóa kế đơn sắc.



Thấu kính L1 của quang hóa hội tụ chùm tia sáng phát ra từ nguồn A, tạo thành một ảnh A' nằm trong mặt phẳng của dây tóc bóng đèn L. Bản (là một kính lọc màu chỉ cho màu đỏ lân cận độ dài sóng, thí dụ 0,66, đi qua. Khi quan sát ta thấy ảnh của dây tóc bóng đèn nằm trên một nền, sáng hơn hoặc tối hơn, đó là ảnh của A. Điều chỉnh biến trở R cho tới khi ta thấy ảnh của dây tóc bóng đèn biến mất trên nền đỏ ảnh của A. Khi đó độ chói của nguồn bức xạ A và của dây tóc bóng đèn bằng nhau ở các độ dài sóng lân cận 0,66. Đọc độ chỉ trên điện kế G và nhờ một bảng đo mẫu có trước, ta suy ra nhiệt độ của nguồn bức xạ A.

Nếu nguồn bức xạ A là vật đen thì nhiệt độ đo được là nhiệt độ thực của A.

Nếu A không phải là vật đen thì nhiệt độ đo được Ta không phải là nhiệt độ thực của A (vì khi đo mẫu, ta dùng các vật đen). Ta được gọi là nhiệt độ chói ứng với độ dài sóng được khảo sát. Nhiệt độ Ta được đọc trên bảng đo mẫu (thực hiện với các vật đen) nên nó chính là nhiệt độ của vật đen có độ chói bằng độ chói của vật thực A. Nếu gọi T là nhiệt độ thực của A ta có :

$$e_{\lambda, T} = E_{\lambda, T_a}$$

Với các nhiệt độ nhỏ hơn 3000o và với ánh sáng thấy được ta có thể dùng công thức đơn giản của Wien thay cho công thức Planck.

Vậy : \hat{c} với $C1 = 2hc2$

$$C2 = \frac{hc}{k}$$

$$\text{Suy ra : } \log a_{\lambda, T} + \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_a} - \frac{1}{T} \right) = 0$$

Từ đó suy ra nhiệt độ thực của A

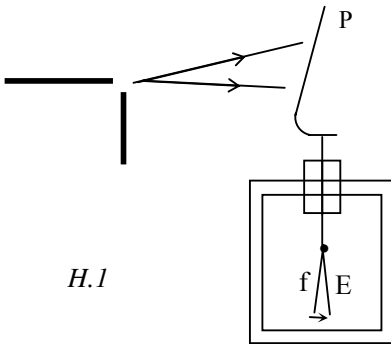
$$T = \frac{T_a}{1 + \frac{k\lambda}{hc} T_a \cdot \log a_{\lambda, T}}$$

Thí dụ đối với vật bức xạ là một sợi dây tungsten nung tới 2000ok thì nhiệt độ chói ứng với độ dài sóng 6650 Ao vào khoảng 1860ok.

Chương IX

HIỆN TƯỢNG QUANG ĐIỆN

§§1. THÍ NGHIỆM CĂN BẢN.



H.1

Dùng một bản P bằng kẽm và gắn với một bình điện nghiệm như hình vẽ. Tích điện vào bình. Rọi vào bản P một chùm tia sáng giàu tia tử ngoại, ta thấy kết quả như sau :

Nếu bình điện nghiệm được tích điện dương thì sự chiếu sáng trên không gây ra một tác dụng nào đối với điện tích của bình : f vẫn tách khỏi E như cũ.

Nếu bình điện nghiệm được tích điện âm, ta thấy f khép lại khá nhanh, chứng tỏ điện tích của bình điện nghiệm, cũng như của bản P giảm đi và triệt tiêu : bình đã phóng điện.

Bây giờ lại tích điện âm vào bản P và bình điện nghiệm nhưng đặt giữa nguồn sáng và bản P một bản thủy tinh (bản này có tính chất hấp thụ tia tử ngoại). Ta thấy sự phóng điện không xảy ra : f và E vẫn đẩy nhau.

Từ thí nghiệm này, người ta kết luận :

Ánh sáng tử ngoại khi chiếu tới bản kẽm đã làm bật ra các electron ở bản P, do đó điện tích âm ở bản P và ở bình giảm đi và triệt tiêu.

Sự phóng thích electron gây ra bởi ánh sáng như vậy được gọi là hiệu ứng quang điện : các electron được phóng thích trong hiệu ứng này được gọi là quang điện tử. Hiệu ứng này được khám phá bởi Hertz năm 1887.

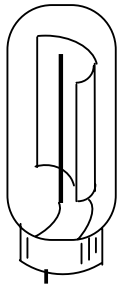
§§2. TẾ BÀO QUANG ĐIỆN.

Dụng cụ chính để khảo sát hiện tượng quang điện là tế bào quang điện. Đó là một bóng trong suốt không cản tia tử ngoại, bên trong bóng hầu như là chân không và gồm có :

- Một cathod C (bản âm cực) là một lớp kim loại tinh khiết mà ta muốn khảo sát.
- Một anôđ A (bản dương cực) là một thanh kim loại (có thể là một vòng kim loại).

Anôđ A được nối với một điện thế cao hơn điện thế ở cathod C.

Do đó khi rọi vào cathod một chùm tia sáng thích hợp, làm bật ra các electron thì những electron này sẽ bị hút về phía anod tạo thành một dòng electron di chuyển.

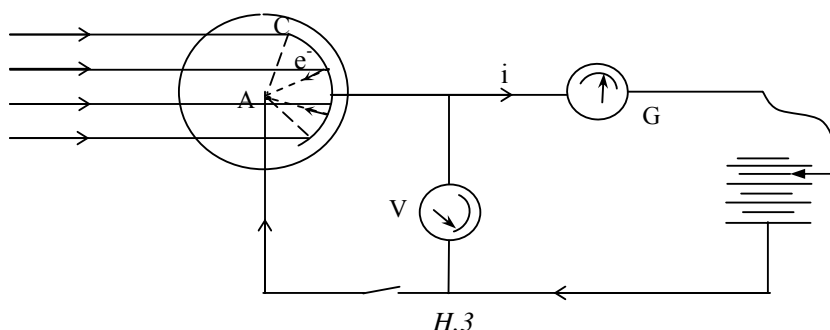


H.2

§§3. KHẢO SÁT THỰC NGHIỆM – CÁC ĐỊNH LUẬT.

Dòng electron di chuyển tạo thành trong mạch (hình vẽ) một dòng điện i có cường độ rất yếu, gọi là dòng quang điện. Để đo dòng điện này ta phải dùng một điện kế G rất nhạy. Một volt kế V để đo hiệu điện thế giữa anod A và cathod C .

Từ thí nghiệm trên ta suy ra các định luật sau :



* Định luật 1:

Đối với một kim loại tinh chất hiện tượng quang điện chỉ xảy ra nếu tần số của ánh sáng kích thích lớn hơn một trị số (ϕ tùy thuộc tính chất của bản C).

Nói cách khác, hiệu ứng chỉ xảy ra nếu độ dài sóng của ánh sáng kích thích nhỏ hơn trị số (ϕ). Độ dài sóng (ϕ được gọi là thềm quang điện hay thềm kích thích. Dưới đây là thềm quang điện đối với một số kim loại tinh chất.

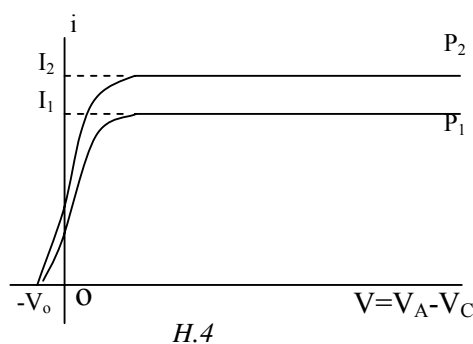
Kim loại	K	Ca	Zn	Cu	Ag	
λ_0	0,55	0,45	0,37	0,29	0,27	(μ)

Trị số của (ϕ sẽ thay đổi trong kim loại có lẫn tạp chất.

Trong trường hợp độ dài sóng (ϕ của ánh sáng kích thích lớn hơn (ϕ ta không thể gây ra hiệu ứng dù chùm tia sáng có cường độ rất mạnh.

* Định luật 2 :

Bây giờ ta dùng một chùm tia sáng kích thích có công suất bức xạ không thay đổi và thay đổi hiệu điện thế V giữa anod và cathod, ghi cường độ i của dòng quang điện ứng với mỗi trị số của V , ta vẽ được đường biểu diễn sự biến thiên của i theo V . Ta thấy lúc đầu i tăng theo V nhưng khi V tới một trị số nào đó thì cường độ dòng quang điện giữa nguyên một trị số I được gọi là cường độ bão hòa, lúc đó tất cả electron được phóng thích khỏi c trong một đơn vị thời gian đều bị hút về anod trong cùng thời gian đó.



Khi dùng các chùm tia kích thích có cùng độ dài sóng nhưng có công suất bức xạ khác nhau : P_1, P_2, \dots ta thấy các đường biểu diễn i theo V có cùng dạng tổng quát nhưng có các trị số cường độ bão hòa khác nhau I_1, I_2, \dots (hình 4)

Thí nghiệm cho thấy :

$$\frac{I_1}{P_1} = \frac{I_2}{P_2} = \dots = \text{hằng số}$$

Ta có định luật 2 như sau :

- Cường độ dòng điện bão hòa (hay cường độ phát xạ quang điện từ bởi cathod) tỉ lệ với công suất bức xạ nhận được bởi cathod.

Định luật này được gọi là định luật Stôlêtôp.

* Định luật 3 :

Quan sát các đường biểu diễn i theo v , ta thấy với cùng một độ dài sóng của ánh sáng kích thích, dòng quang điện i triệt tiêu khi v có một trị số âm – V_0 . Với hiệu điện thế này, điện trường cản trở chuyển động của electron, vận tốc electron giảm dần khi tiến về anod. Vì i triệt tiêu, nên ngay với các electron có vận tốc lớn nhất (lúc bật ra khỏi cathod) vận tốc của nó cũng bị triệt tiêu bởi điện trường giữa anod và cathod trước khi nó đi tới A.

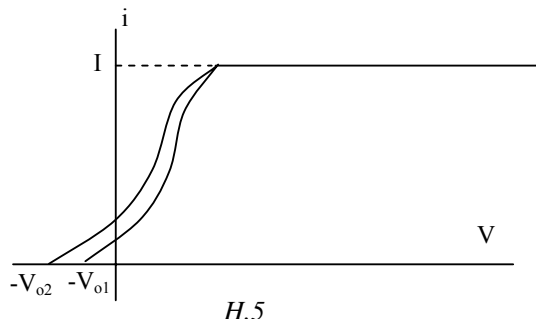
Ta có : \hat{c}

Trong đó :

- VM = vận tốc lớn nhất của electron lúc bật ra khỏi cathod
- e = điện tích của electron (giá trị tuyệt đối)
- m = khối lượng của electron

Vậy : \hat{c} (2.1)

Trị số tuyệt đối V_0 được gọi là điện thế dừng.



Nhận xét công thức (2.1) ta thấy động năng cực đại của electron chỉ tùy thuộc vào V_0 mà không tùy thuộc vào công suất bức xạ của chùm tia rơi tới cathod (thực nghiệm chứng tỏ V_0 không tùy thuộc công suất bức xạ của chùm tia kích thích, hình 4). Nhưng nếu ta thực hiện thí nghiệm với các bức xạ có tần số khác nhau, giả sử $2 > 1$ và giữ công suất bức xạ không đổi, các đường biểu diễn i theo V như sau:

Ta có : $V_{02} > V_{01}$

Định luật 3 được phát biểu như sau :

- Động năng cực đại của electron bật ra khỏi kim loại ở cathod thì độc lập đối với công suất bức xạ chiếu tới cathod và là một hàm đồng biến của tần số bức xạ kích thích.

Định luật 3 còn được gọi là định luật Einstein (Anhstanh)..

§§4. SỰ GIẢI THÍCH CỦA EINSTEIN - THUYẾT LƯỢNG TỬ ÁNH SÁNG.

Thuyết sóng điện từ về ánh sáng đã tỏ ra bất lực khi cố gắng giải thích các định luật trong hiệu ứng quang điện. Theo thuyết này nếu chùm tia sáng kích thích có công suất bức xạ càng lớn thì năng lượng nó cung cấp cho electron ở cathod C càng nhiều, do đó với một chùm tia, dù độ dài sóng là bao nhiêu, nếu có cường độ đủ mạnh thì sẽ gây ra được hiệu ứng quang điện. Điều này mâu thuẫn với định luật về thêm quang điện. Hơn nữa, nếu công suất bức xạ của chùm tia sáng kích thích càng lớn thì động năng ban đầu cực đại của electron cũng phải càng lớn, điều này cũng không phù hợp với thực nghiệm cho thấy động năng cực đại này độc lập đối với công suất bức xạ.

Để giải thích hiệu ứng quang điện, năm 1905, Einstein đưa ra thuyết lượng tử ánh sáng. Như ta đã biết, thuyết lượng tử được Planck nêu ra để giải thích hiện tượng bức xạ của vật đen. Nhưng Planck cho rằng chỉ áp dụng cho nguồn dao động bức xạ và với bức xạ ở trong vùng lân cận nguồn mà thôi, còn khi truyền đi trong không gian thì vẫn tuân theo các định luật của lý thuyết điện từ cổ điển.

Einstein khai triển thuyết của Planck, áp dụng thuyết lượng tử cho bức xạ trong toàn không gian và thời gian. Những nét chính của thuyết lượng tử ánh sáng như sau : ánh sáng gồm những hạt rất nhỏ gọi là quang tử hay photon. Mỗi photon mang một năng lượng là $h\nu$ (= $h\cdot$, trong đó h là hằng số Planck, ν là tần số của ánh sáng. Với cùng một đơn sắc thì các photon đều giống nhau. Ở trong chân không, tất cả mọi photon ứng với tất cả mọi đơn sắc, đều truyền đi với cùng một vận tốc là c (3×10^8 m/s. Cường độ của một chùm ánh sáng thì tỉ lệ với số photon đi qua một đơn vị diện tích trong một đơn vị thời gian.

Dựa vào thuyết này, Einstein đã giải thích được các định luật của hiệu ứng quang điện.

* Giải thích định luật 1:

Các photon mang năng lượng $h\nu$ đập vào cathod C, truyền năng lượng này cho electron ở cathod. Tác dụng giữa photon và electron có tính cách cá nhân, nghĩa là giữa một photon và một electron. Muốn làm electron bật ra khỏi cathod để có thể gây ra dòng quang điện thì ít nhất năng lượng $h\nu$ (phải bằng công suất W_0 để bứt rời electron khỏi kim loại.

$$h\nu \geq W_0$$

W_0 tùy thuộc tính chất của kim loại.

Vậy tần số của ánh sáng kích thích phải lớn hơn một trị số ν_0 hay độ dài sóng phải nhỏ hơn một trị số λ_0

$$\lambda < \lambda_0 \text{ (thêm quang điện)}$$

* Giải thích định luật 2:

Giữ công suất phát xạ của chùm tia kích thích không đổi, tăng hiệu điện thế V , số electron bị hút về anod trong một đơn vị thời gian tăng lên, do đó dòng quang điện i tăng. Khi V lớn hơn một trị số nào đó, tất cả electron bắn ra khỏi cathod trong một đơn vị thời gian đều bị hút về anod trong cùng thời gian đó. Vì vậy dù tăng V nữa, số electron tới anod trong một đơn vị thời gian không thể tăng thêm, dòng quang điện i đạt tới trị số bão hòa.

Khi tăng công suất của chùm tia kích thích, nghĩa là tăng số photon đập vào cathod, ta đã làm cho số electron bị bắn ra khỏi cathod tăng lên, số electron này tỉ lệ với số photon tác dụng vào cathod C. Vậy cường độ phát xạ quang điện từ (hay cường độ bão hòa của dòng quang điện) tỉ lệ với công suất của chùm tia kích thích.

- Giải thích Định luật 3:

Electron bắn ra khỏi cathod có thể có các vận tốc khác nhau. Với các electron ở trên bề mặt của cathod C, năng lượng $h\nu$ của photon gồm một phần W_0 để bứt electron khỏi kim loại, một phần còn lại chuyển thành động năng của electron. Động năng của electron này lớn nhất. Ta có:

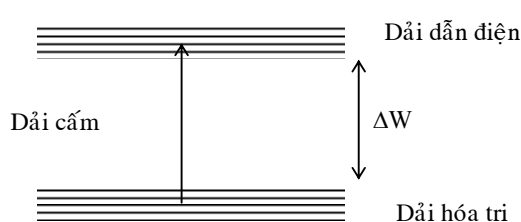
$$h\nu = W_0 + \frac{1}{2}mV_M^2 \quad (4.1)$$

Với các electron nằm bên trong lớp kim loại dùng làm cathod, động năng của nó khi thoát khỏi cathod sẽ nhỏ hơn, vì một phần năng lượng bị mất đi do sự dụng với các nguyên tử kim loại khi đi ra tới bề mặt của cathod. Với các electron này ta có :

$$h\nu > W_0 + \frac{1}{2}mv^2 \quad (4.2)$$

Xét công thức (4.1) ta thấy, với cùng một kim loại, động năng cực đại \bar{G} của electron ($ECM = h\nu - W_0$) tăng theo tần số của ánh sáng kích thích và không tùy thuộc công suất của chùm tia này.

§§5. HIỆU ỨNG QUANG ĐIỆN TRONG.



Hiện tượng ta khảo sát trên được gọi là hiệu ứng quang điện ngoài: khi ta rọi tới một kim loại một chùm tia sáng có độ dài sóng thích hợp, các photon làm bật ra từ bề mặt kim loại những electron. Ta còn có thể nhận thấy hiệu ứng quang điện trong các chất bán dẫn. Một photon có thể làm cho một electron của chất bán dẫn nhảy từ dải hóa trị lên dải dẫn điện. Muốn gây được tác

dụng vậy, năng lượng của photon phải lớn hơn khoảng cách năng lượng (W giữa hai dải. Cũng như hiệu ứng quang điện ngoài, ta cũng có thêm quang điện đối với hiệu ứng quang điện trong. Ánh sáng muốn gây ra được hiệu ứng này thì tần số của nó phải lớn hơn một trị số là

$$V_o = \frac{\Delta W}{h}$$

hay độ dài sóng phải nhỏ hơn một trị số là

$$\lambda_o = \frac{c}{V_o} = \frac{hc}{\Delta W}$$

kết quả là độ dẫn điện của chất khảo sát tăng lên.

§§6. VÀI DỤNG CỤ QUANG ĐIỆN.

1. Tế bào quang điện.

Trong khi khảo sát về hiệu ứng quang điện, ta đã đề cập tới loại tế bào quang điện chân không nghĩa là bên trong tế bào được hút hết tất cả các chất khí, coi như chỉ là chân không. Loại tế bào quang điện này có độ nhạy rất yếu, vào cỡ 15 (A/(m (độ nhạy ở đây được định nghĩa là tỷ số giữa cường độ bão hòa, tính ra microampere, và quang thông rọi tới cathod, tính ra lumen).

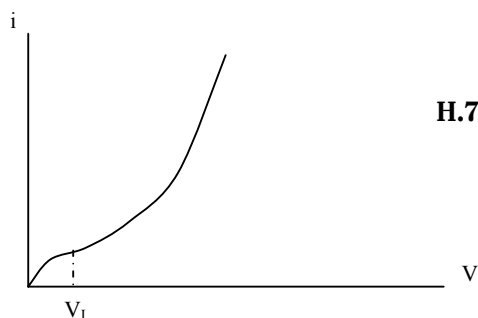
Ta cũng có thể dùng loại tế bào quang điện có khí, bên trong tế bào quang điện loại này có chứa một chất khí hiếm, thí dụ Argon, để tránh tác dụng với kim loại ở cathod.

Áp suất trong tế bào tốt nhất vào cỡ 0,1 mm Hg. Tham gia vào dòng quang điện, ngoài các electron sơ cấp bật ra từ cathod do các photon, ta còn có các electron thứ cấp sinh ra do :

- Sự đưng của electron sơ cấp với các nguyên tử khí hiếm.
- Sự đưng của các ion dương (sinh ra do sự đưng của electron sơ cấp với nguyên tử khí hiếm) với cathod.

Kết quả là số electron lao về anod được nhân lên gấp bội so với trường hợp tế bào quang điện chân không. Với loại tế bào quang điện có khí, độ nhạy có thể lên tới 100(A/(m.

Khi thực hiện loại tế bào quang điện có khí, áp suất trong tế bào phải thích hợp. Nếu áp suất yếu quá, sự đưng giữa electron sơ cấp và các nguyên tử khí ít xảy ra. Nếu áp suất quá cao, mật độ nguyên tử khí hiếm lớn, do các sự đưng dọc đường (không gây ra sự ion hóa nguyên tử khí hiếm), các electron khó đạt tới động năng cần thiết để bứt được điện tử khỏi nguyên tử khí hiếm.

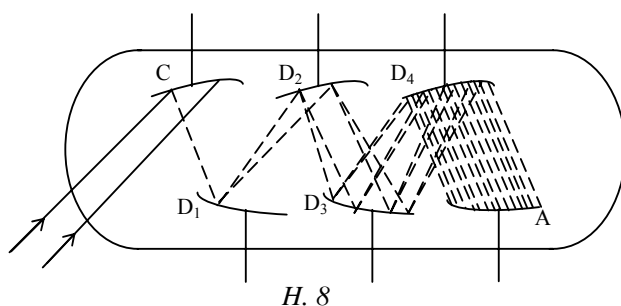


Đường biểu diễn sự biến thiên cường độ dòng quang điện i theo hiệu số điện thế V giữa anod và cathod trong trường hợp tế bào quang điện có khí như hình vẽ 7. Khi V nhỏ hơn điện thế ion hóa V_I của chất khí, 15V đối với Argon, đường cong có dạng tương tự trường hợp tế bào quang điện chân không (bề lõm quay xuống), khi V tiến tới V_I , cường độ i gần như bão hòa. Khi V vượt trị số V_I thì i lại tăng lên (do sự tham gia của các electron thứ cấp sinh ra do các sự đưng), đường biểu diễn có bề lõm quay về phía trên.

Hiệu điện thế sử dụng không được quá cao để tránh sự phóng điện trong chất khí.

2. Máy nhân quang điện.

Máy nhân quang điện là một loại tế bào quang điện chân không phức tạp, trong đó số quang điện tử phát ra từ cathod được nhân gấp bội do hiện tượng phát điện tử thứ cấp.



Hình vẽ 8 mô tả đơn giản một máy nhân quang điện.. Bên trong ống là chân không và gồm có: một cathod C, nhiều dương cực phụ $D_1, D_2, D_3 \dots$ có điện thế cao dần gọi là các dynod và một anod A có điện thế cao nhất.

Các photon đập vào cathod làm bắn ra từ điện cực này các electron. Đó là sự phát điện tử sơ cấp. Các điện tử sơ cấp này được hướng dẫn đập vào dynod D_1 , lại làm bắn ra các electron từ dynod này, đó là hiện tượng phát điện tử thứ cấp. Các điện tử phát ra từ D_1 lại

được hướng dẫn đập vào dynod D2 gây ra sự phát điện tử thứ cấp kế tiếp ... Cứ như vậy số điện tử được nhân lên gấp bội trước khi đến anod A.

Ở các hiệu điện thế thường dùng (hiệu điện thế giữa các dynod thường dùng vào khoảng 80 volt tới 120 volt), các electron khi đập vào các dynod có những năng lượng lớn hơn năng lượng của photon nhiều. Sự phát ra điện tử thứ cấp tùy thuộc chất làm dynod, năng lượng của điện tử sơ cấp, góc tới của các điện tử này...

Gọi d là hệ số phát điện tử thứ cấp trung bình của các dynod (hệ số phát điện tử thứ cấp được định nghĩa là tỷ số giữa số điện tử thứ cấp phát ra và số điện tử sơ cấp đập vào dynod). N là số điện tử tới dynod thứ nhất, số điện tử tới anod là : N_n

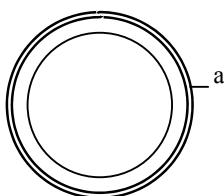
Với n là số dynod của máy. Với năng lượng điện tử sơ cấp đập vào dynod vào khoảng 700 eV tới 900 eV, trị số của d có thể lên tới trên 10. Thí dụ hợp kim AgMg, $d = 15$ (cực đại) khi năng lượng điện tử sơ cấp vào khoảng 300 eV. Ngoài ra ta thừa nhận d tỷ lệ với hiệu điện thế V_0 giữa hai dynod liên tiếp ($d = k \cdot V_0$, k : hằng số).

Với một máy nhân quang điện thông thường, số điện tử tới anod có thể gấp triệu lần số điện tử tới dynod thứ nhất ($d_n = 10^6$)

Do đó cường độ dòng quang điện rất lớn so với trường hợp một tế bào quang điện chân không đơn giản.

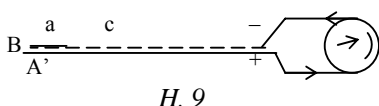
3. Pin quang điện.

Pin quang điện còn gọi là tế bào lớp mỏng, là một áp dụng của hiệu ứng quang điện trong khi một chất bán dẫn như germanium hay selenium, tiếp xúc với một kim loại thích hợp thì có thể phát sinh một sức điện động khi được chiếu sáng. Sơ đồ cấu tạo của một pin quang điện bán dẫn kim loại như hình vẽ 9.



B là lớp bán dẫn tiếp xúc với một bản kim loại A thích hợp, a là một vành kim loại tiếp xúc với một lớp vàng C rất mỏng để ánh sáng đi qua được.

Vành a và bản kim loại A đóng vai trò hai điện cực của máy phát quang điện. Khi rọi ánh sáng vào lớp bán dẫn qua lớp C, ta được một dòng quang điện i theo chiều như trên hình vẽ.



H. 9

Một yếu tố rất thuận lợi của Pin quang điện là không cần một nguồn cung cấp điện thế như các loại tế bào quang điện mô tả ở trên, đồng thời có độ nhạy khá lớn, cỡ vài trăm (A/lumen).

Hiệu ứng quang điện có nhiều ứng dụng quan trọng trong đời sống hàng ngày cũng như trong các phòng thí nghiệm. Các tế bào quang điện, pin quang điện, máy nhân quang điện ... được dùng trong các phép đo quang học cần sự chính xác cao, trong các mạch tự động, ... một ứng dụng quan trọng và có nhiều triển vọng là biến đổi quang năng của ánh sáng mặt trời, một nguồn năng lượng vô hạn, thành điện năng để phục vụ đời sống.

§§7. LÝ THUYẾT VỀ PHOTON.

Ta đã thấy, để giải thích hiệu ứng quang điện, Einsteins đã khai triển thuyết lượng tử của plack và đưa vào thuyết photon, cho rằng năng lượng ánh sáng được tập trung trong những hạt nhỏ gọi là photon hay quang tử. Như vậy, song song với bản chất sóng, chúng ta đã chấp nhận bản chất hạt của ánh sáng, tuy nhiên đây không phải là những hạt cơ học đơn giản như quan niệm của Newton mà có những thuộc tính riêng của nó.

Một chùm ánh sáng đơn sắc có tần số ν (gồm vô số các hạt photon, mỗi hạt có một năng lượng là $h\nu$, trong đó h là hằng số planck.

Mỗi một đơn sắc ứng với một loại photon có năng lượng nhất định. Trong chân không, tất cả các loại photon đều truyền đi với vận tốc C (300.000 km/giây, nhưng trong một môi trường khác, photon của mỗi đơn sắc lại có một vận tốc truyền riêng

$$v = \frac{C}{n}$$

Theo thuyết tương đối, giữa khối lượng m và năng lượng W của một vật, có hệ thức liên lạc $W = mc^2$. Vậy khối lượng của photon là :

$$m = \frac{W}{C^2} = \frac{h\nu}{C^2}$$

Động lượng của photon có trị số là :

$$p = mc = \frac{h\nu}{C} = \frac{h}{\lambda}$$

hay: \vec{G} (là \vec{G} vectơ sóng, song song với phương truyền sáng và có G)

Ngoài ra theo thuyết tương đối, một vật có khối lượng tĩnh m_0 (khối lượng khi đứng yên) thì khi chuyển động với vận tốc V có khối lượng là :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{V}{C}\right)^2}}$$

Với photon, ta có $v = c$. Như vậy nếu photon có m_0 (0 thì phải có $m = \infty$).

Điều này trái với thực tế. Vậy ta phải công nhận photon là một loại hạt đặc biệt có khối lượng tĩnh m_0 (0. Hay ta cũng có thể nói khi một photon bị ngừng lại thì lập tức tất cả năng lượng $W = mC^2$ của nó chuyển cho một vật khác (giả sử trong trường hợp hấp thụ hoàn toàn) và photon đó hết tồn tại.

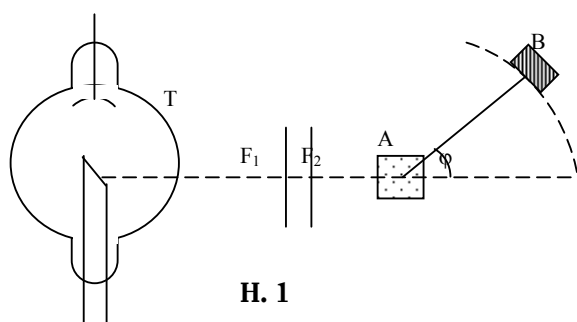
Chương X

HIỆU ỨNG COMPTON

§§1. KHẢO SÁT THỰC NGHIỆM.

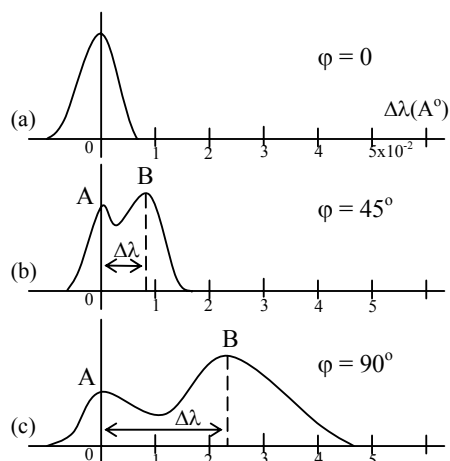
Là một hiện tượng nổi bật về bản tính hạt của ánh sáng. Hiện tượng này được khảo cứu đầu tiên bởi Compton vào năm 1923, khi ông nghiên cứu sự khuếch tán (hấp tán xạ) tia X bởi graphit (than chì). Khi cho một chùm tia x có độ dài sóng λ (đi qua một khối graphit, chùm tia bị khuếch tán. Khi khảo sát chùm tia khuếch tán ở một góc khuếch tán ϕ (nhờ một máy quang phổ, người ta thấy ngoài vạch ứng với độ dài sóng λ còn một vạch ứng với độ dài sóng λ' lớn hơn λ . Compton đã giải thích hiện tượng này bằng sự đụng giữa photon với electron của chất khuếch tán, trong đó ông coi photon như một hạt có tính cơ học.

Sơ đồ thí nghiệm khảo sát hiệu ứng compton như hình vẽ 1. Chùm tia X phóng ra từ ống T được chuẩn trực nhờ hai khe F1 và F2, do đó chùm tia tới A (vật tán xạ) coi như song song. Một phần của chùm tia này đi thẳng qua A, một phần bị tán xạ. Các chùm tia tán xạ ứng với các góc khác nhau, được thu vào máy quang phổ B, máy này có thể di chuyển trên một cung tròn xung quanh vật tán xạ A. Ứng với một góc tán xạ ϕ , máy quang phổ ghi được hai vạch ứng với hai độ dài sóng λ và λ' như trên đã nói.



H. 1

Thí nghiệm cho thấy độ lệch về độ dài sóng $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ không tùy thuộc năng lượng của photon X và chất tán xạ, mà chỉ tùy thuộc góc tán xạ ϕ . Hình vẽ 2 là kết quả của hiệu ứng compton thực hiện với vạch K(của Molybden, tán xạ bởi Carbon, đo ở các góc $\phi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ Tia X phát ra từ nguồn chứa nhiều độ dài sóng. Do đó muốn chỉ có một độ dài sóng, thí dụ chỉ có một vạch K(, ta phải cho tia X đi qua một bộ phận lọc, trước khi tới vật tán xạ.



Ngoài ra, ta cũng nhắc lại, vạch K (tia X) do sự di chuyển của electron từ tầng L xuống tầng K của nguyên tử chất dùng làm đối âm cực trong ống phóng tia X (trong thí dụ của chúng ta là molybden).

Đỉnh A ứng với độ dài sóng λ , đỉnh B ứng với độ dài sóng λ' . Ta thấy trong trường hợp $\lambda = 0$, $\lambda' = 0$, không có hiệu ứng Compton.

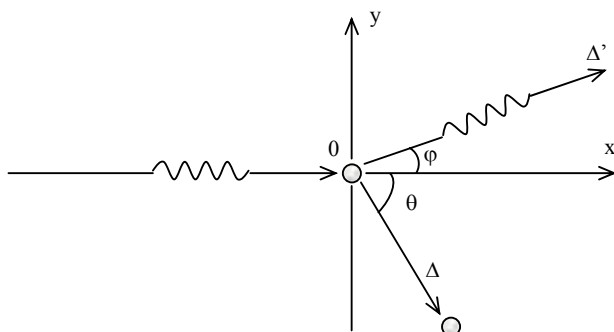
Ngoài ra λ' tăng theo góc tán xạ.

Thí nghiệm cũng cho thấy cường độ vạch Compton (ứng với đỉnh B) mạnh đối với các nguyên tử nhẹ làm chất tán xạ.

§§2. KHẢO SÁT LÝ THUYẾT CỦA HIỆU ỨNG COMPTON.

Xét một chùm tia X đi vào chất tán xạ, đụng phải một electron, giả sử lúc ban đầu đang đứng yên ở O, phương truyền của photon tới là Ox. Sau khi đụng, phương truyền của photon lệch đi một góc φ (đối với phương tới Ox) và điện tử bắn đi theo một phương hợp với Ox một góc θ .

Trước khi đụng, electron có động lượng bằng 0, năng lượng là m_0c^2 , photon có động lượng $\frac{h}{\lambda}$ theo phương Ox, năng lượng $h\nu$.



Sau khi đụng, electron có động lượng mv theo phương θ , năng lượng mc^2 , photon có động lượng $\frac{h}{\lambda'}$ theo phương φ , năng lượng $h\nu'$.

- Sự bảo toàn động lượng cho ta :

$$\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\lambda'} + m v \quad (2.1)$$

Chiếu xuống trục x, ta được :

$$\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\lambda'} \cos \varphi + m v \cos \theta$$

Với $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{C^2}}}$

Do đó :
$$\frac{h}{\lambda} - \frac{h}{\lambda'} \cos \varphi = \frac{m_0 V}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{C^2}}} \cos \theta \quad (2.2)$$

Chiếu hệ thức (2.1) xuống trục y, ta có :

$$0 = \frac{h}{\lambda'} \sin \varphi - \frac{m_o \cdot V}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{C^2}}} \sin \theta$$

Suy ra
$$\frac{h}{\lambda} \sin \varphi = \frac{m_o \cdot V}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{C^2}}} \sin \theta \quad (2.3)$$

Bình phương các phương trình (2.2), (2.3) và cộng lại ta được:

$$\frac{h^2}{\lambda^2} + \frac{h^2}{\lambda'^2} - \frac{2h^2}{\lambda\lambda'} \cos \varphi = \frac{m_o^2 V^2}{1 - \frac{V^2}{C^2}} = m_o^2 C^2 \left(\frac{1}{1 - \frac{V^2}{C^2}} - 1 \right)$$

hay
$$\frac{h^2}{\lambda^2} + \frac{h^2}{\lambda'^2} - \frac{2h^2}{\lambda\lambda'} \cos \varphi = \frac{m_o^2 C^2}{1 - \frac{V^2}{C^2}} - m_o^2 C^2 \quad (2.4)$$

Xét sự bảo toàn năng lượng :

$$\frac{hc}{\lambda} + m_o C^2 = \frac{hc}{\lambda'} + m C^2 = \frac{hc}{\lambda'} + \frac{m_o C^2}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{C^2}}}$$

suy ra :
$$\frac{hc}{\lambda} - \frac{hc}{\lambda'} + m_o C^2 = \frac{m_o C^2}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{C^2}}}$$

hay
$$\frac{h}{\lambda} - \frac{h}{\lambda'} + m_o C = \frac{m_o C}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{C^2}}} \quad (2.5)$$

Đem bình phương phương trình (2.5), ta được :

$$\frac{h^2}{\lambda^2} + \frac{h^2}{\lambda'^2} + m_o^2 C^2 - \frac{2h^2}{\lambda\lambda'} + 2hm_o C \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) = \frac{m_o^2 C^2}{1 - \frac{V^2}{C^2}}$$

Đem so sánh với phương trình (2.4) suy ra :

$$\frac{2h^2}{\lambda\lambda'} (\cos \varphi - 1) + 2hm_o C \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) = 0$$

Sau cùng ta được

$$\Delta \lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_o C} (1 - \cos \varphi)$$

hay
$$\Delta \lambda = \frac{2h}{m_o C} \sin^2 \frac{\varphi}{2} = 0,0484 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (A) \quad (2.6)$$

Ta thấy công thức trên phù hợp với các kết quả thực nghiệm. ((tăng theo góc tán xạ và không tùy thuộc bản chất vật tán xạ cũng như không tùy thuộc độ dài sóng (của tia X.

Các electron đề cập tới ở trên phải là các electron tự do hoặc liên kết yếu với nhân nguyên tử. Nếu photon X đập một electron liên kết chặt với nhân thì cả nguyên tử đều chịu tác dụng của sự đập và khối lượng mô phải coi là khối lượng của nguyên tử hơn là khối lượng của electron. Trong trường hợp này, mô rất lớn (so với trường hợp đập electron tự do) nên ((rất nhỏ, không thể phát hiện được. Đó là trường hợp của các photon X tạo thành đỉnh A (trong hình vẽ 2). Trái lại, các photon đập với các electron tự do, hoặc liên kết yếu với nhân, ứng với đỉnh B trong hình vẽ.

Sự liên kết mạnh hay yếu đề cập tới ở đây có ý nghĩa tương đối. Với các tia X có năng lượng lớn thì đa số các electron bị đập tác dụng lại photon như các electron tự do, nhưng với các tia X có năng lượng nhỏ thì nó tác dụng như những electron bị buộc, trừ trường hợp nguyên tử tán xạ có nguyên tử số thấp. Chính vì vậy, các photon của ánh sáng thấy được không thể gây ra hiệu ứng Compton, vì đối với các photon này, các electron đều coi như liên kết chặt với nhân nguyên tử tán xạ.

§§3. SÓNG VÀ HẠT.

Sóng hay hạt? Đó là một cuộc tranh chấp đã kéo dài từ lâu về bản chất của ánh sáng. Nhận thức của loài người đã trải qua các chuyển biến lớn và sâu sắc về vấn đề này. Từ quan điểm hạt đàn hồi của Newton, nhận thức đó đã tiến một bước dài khi chấp nhận quan điểm sóng đề ra đầu tiên bởi Huyghen. Sau một loạt các thí nghiệm về giao thoa, nhiễu xạ, phân cực ánh sáng và sự giải thích dựa trên thuyết quang học sóng của Young, Fresnel, Arago, Malus, Cornu,... nhất là sau công trình của Maxwell chứng tỏ rằng ánh sáng là một loại sóng điện từ có độ dài sóng ngắn, thì quan điểm sóng về bản chất ánh sáng đã lên tới đỉnh cao nhất của nó.

Quan điểm hạt của Newton hoàn toàn bị thay thế bởi thuyết sóng khi Foucault chứng tỏ vận tốc ánh sáng trong một môi trường nhỏ hơn vận tốc trong chân không (ngược với quan điểm Newton), và sau khi thuyết ánh sáng là sóng điện từ độ dài sóng ngắn của Maxwell được Hertz kiểm chứng vào năm 1888 khi ông dùng một mạch dao động kích thước nhỏ làm phát sinh sóng điện từ có độ dài sóng ngắn (viba) và chứng tỏ bằng thí nghiệm, sóng ngắn này có các tính chất của ánh sáng : giao thoa, nhiễu xạ, phân cực, ...

Nhưng cũng chính Hertz là người phát hiện hiệu ứng quang điện vào năm 1887, một hiện tượng không thể giải thích bằng thuyết sóng. Năm 1900, khi khảo sát về sự bức xạ của vật đen, Planck đề ra thuyết điện tử. Năm 1905 Einsteins khai triển thuyết điện tử của Planck, đưa ra thuyết photon để giải thích hiệu ứng quang điện của Hertz. Chúng ta lại đi dần về quan điểm hạt về bản chất của ánh sáng. Quan điểm này nổi lên rất rõ rệt, như ta đã thấy, trong công trình khảo cứu về sự tán xạ của tia X bởi Compton vào năm 1923.

Muốn giải các hiện tượng liên quan đến sự truyền của ánh sáng (như giao thoa, nhiễu xạ, ...) ta không thể gạt bỏ thuyết sóng điện từ của Maxwell, để giải thích được các hiện tượng tương tác giữa ánh sáng và vật chất (phát xạ, hấp thụ) ta phải chấp nhận quan điểm hạt photon của Einstein. Vấn đề ở đây bây giờ không phải là sự tranh chấp giữa hai quan điểm mà lại sự thống nhất chúng lại. Ngày nay chúng ta công nhận ánh sáng có bản chất lưỡng tính sóng và hạt. Hai tính chất này cùng tồn tại trong một thể thống nhất là ánh sáng và tùy

điều kiện của hiện tượng khảo sát, bản chất này hay bản chất kia của ánh sáng được thể hiện ra. Ta có thể coi: sóng và hạt là hai tính hỗ bổ, hai tính phụ nhau của ánh sáng.

Giữa hai mặt sóng và hạt có những liên hệ, có tính thống nhất, chứ không thể là hai mặt độc lập với nhau. Thí dụ, khi xét về cường độ sáng tại một vị trí nào đó, vào một thời điểm nào đó, ta đã biết cường độ sáng tỷ lệ với bình phương biên độ của sóng. Mặt khác theo thuyết photon của Einstein thì cường độ sáng tỷ lệ với số photon tới vị trí đó vào cùng một thời điểm. Chúng ta sẽ thấy sự thống nhất của hai quan điểm khi thừa nhận rằng bình phương biên độ của sóng biểu diễn xác suất tìm thấy một photon ở vị trí và thời điểm khảo sát.

Khi thực hiện vân giao thoa trên một màn E chẳng hạn, ta được một hệ thống vân ứng với các vị trí có bình phương biên độ sóng cực đại và cực tiểu. Điều đó cũng có nghĩa là sự phân bố các photon tới màn E không theo một xác suất đều nhau, mà có những vị trí xác suất này cực đại (vân sáng), có những vị trí khác xác suất này cực tiểu (vân tối).

Theo thuyết sóng người ta không thừa nhận các photon có những quỹ đạo xác định như trong quang hình học. Ta có thể lấy một ví dụ quen thuộc, thí nghiệm về vân nhiễu xạ ở vô cực tới hai khe young. Khi ta dùng cả 2 khe, trên màn ảnh ta được các vân giao thoa trong ảnh nhiễu xạ. Nếu ta che một khe đi thì các vân giao thoa biến mất chỉ còn lại ảnh nhiễu xạ mà thôi. Nghĩa là, các photon đã tới màn E, tại các vị trí mà chúng không tới được khi còn mở cả hai khe. Ta có thể kiểm nghiệm điều này bằng cách giảm dần cường độ ánh sáng chiếu tới các khe young. Tới một mức yếu nào đó, ta có thể coi như không còn sự tương tác nữa. Nhưng thí nghiệm cho thấy hệ thống vân giao thoa vẫn không có gì thay đổi (dĩ nhiên hệ thống vân này không thể quan sát trực tiếp bằng mắt, mà phải in lên một phim ảnh). Như vậy, ta phải kết luận rằng : các photon, cũng như một photon riêng lẻ, không có một quỹ đạo xác định. Chúng có thể tới một vị trí này, nhiều hơn một vị trí khác theo một quy luật nào đó. Quy luật đó được thiết lập bằng thuyết sóng như ta đã khảo sát trong các chương giao thoa, nhiễu xạ,... Như vậy, phương trình sóng không cho ta biết vị trí xác định, quỹ đạo xác định của một photon, cũng như không cho ta biết photon chuyển động cụ thể như thế nào. Nó chỉ biểu diễn một cách thống kê các đặc tính trong sự chuyển động của photon.

Sự kết hợp hai bản chất sóng và hạt đã giúp chúng ta hiểu được một cách bao quát các đặc tính của ánh sáng. Hơn thế nữa, từ bản chất lưỡng tính của ánh sáng, người ta đã suy rộng ra cho các hạt vật chất khác, như ta đã biết trong lý thuyết của Louis De Broglie.

§§4. ÁP SUẤT ÁNH SÁNG (ÁP SUẤT BỨC XẠ).

Nếu ánh sáng gồm những hạt mang năng lượng và chuyển động thì có thể nghĩa rằng : khi một chùm tia sáng đập vào một bề mặt S, các photon sẽ truyền cho bề mặt này một động lượng, nghĩa là sẽ tác dụng lên bề mặt đó một áp suất, tương tự như khi ta tác dụng một lực nén lên diện tích S. Áp suất ánh sáng này đã được Maxwell đoán trước năm 1874, nhưng không phải dựa trên thuyết photon, mà suy ra từ thuyết sóng điện từ. Tới năm 1900, mới được kiểm chứng lần đầu tiên bởi Lebedew.

Ta có thể giải thích hiện tượng áp suất ánh sáng một cách đơn giản dựa trên quan điểm photon. Xét một chùm tia sáng có tần số ν , mật độ photon là n (số photon trong một đơn vị thể tích) ứng với một năng lượng là $u = n h \nu$ (Số photon tới thẳng góc một đơn vị diện tích S trong một đơn vị thời gian là nC ứng với một năng lượng là :

$$p = nC \frac{h}{\lambda} = nC \frac{h \nu}{C} = nh \nu = u$$

- Nếu bề mặt có tính hấp thụ hoàn toàn thì động lượng p được hoàn toàn truyền cho một đơn vị diện tích S của bề mặt đó. Áp dụng định luật căn bản về động lượng và xét với một đơn vị diện tích trên bề mặt của vật được chiếu sáng, ta có :

$$\frac{\Delta P'}{\Delta t} = f$$

f là lực do chùm tia sáng tác dụng lên một đơn vị diện tích bề mặt của vật. (P' là sự biến thiên động lượng ứng với một đơn vị diện tích bề mặt của vật trong thời gian ($t = 1s$). vậy

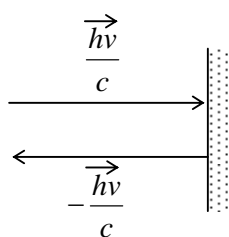
$$\Delta P' = p = u = f$$

Ta thấy f chính là áp suất ánh sáng p , vậy $\boxed{p = u}$ (4.1)

- Nếu bề mặt phản xạ một phần với hệ số phản chiếu là ζ (thì trong nC photon tới diện tích đơn vị S có $nC(1 - \zeta)$ photon bị hấp thụ và $nC\zeta$ photon phản xạ trở lại.

$nC(1 - \zeta)$ photon bị S hấp thụ nên truyền cho diện tích đơn vị S một động lượng là $nC(1 - \zeta)\frac{h\nu}{c} = u(1 - \zeta)$.

Xét các photon phản xạ. Một photon khi tới diện tích đơn vị S có động lượng là \vec{G} khi phản xạ trở lại, theo định luật bảo toàn động lượng, có động lượng là $-\vec{G}$ (bằng và ngược chiều với động lượng khi đến) vậy nếu chỉ xét riêng photon độ biến thiên động lượng có trị số là $2h\nu/c$ động lượng được truyền cho diện tích đơn vị S . Động lượng



do $nC\zeta$ photon phản xạ truyền cho diện tích S là : $\frac{2h\nu}{C} \times nC\zeta = 2\zeta u$

Vậy áp suất ánh sáng là :

$$P = f = \frac{\Delta P'}{\Delta t} \quad \text{Với } (t = 1 \text{ giây})$$

$$\text{Và } (P' = (1 - \zeta)u + 2\zeta u = (1 + \zeta)u$$

Do đó có

$$\boxed{P = (1 + \zeta)u}$$

(4.2)

- Nếu bề mặt phản xạ toàn phần, ta có $\zeta = 1$. Vậy

$$\boxed{P = 2u}$$

(4.3)

- Với bề mặt hấp thụ hoàn toàn, $\zeta = 0$, ta tìm lại được công thức : $P = u$

Nhận xét công thức (4.2), ta thấy u là mật độ năng lượng của chùm tia tới, (u là mật độ của chùm tia phản xạ. Do đó ta có thể viết công thức tổng quát cho 3 trường hợp trên dưới dạng :

$$P = \Sigma u$$

(Σu là tổng số mật độ năng lượng của các chùm tia tới và phản xạ ở phía trước bề mặt S).

Bây giờ ta xét trường hợp chùm tia sáng tới bề mặt của vật dưới một góc i . Để đơn giản, ta vẫn chỉ xét diện tích đơn vị S . Thiết diện thẳng của chùm tia là $S \cos i = \cos i$. Số photon tới S trong một đơn vị thời gian là $nc \cos i$ ứng với một động lượng có trị số là :

$$P = nc \cos i \cdot \frac{h\nu}{c} = u \cos i$$

và có phương là phương truyền của tia sáng.

Thành phần của P trên phương thẳng góc với S là :

$$P_N = P \cos i = u \cos^2 i$$

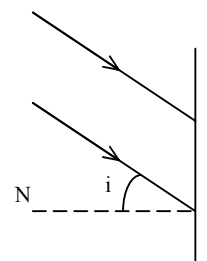
Áp suất ánh sáng bây giờ là :

$$P = \Delta P_N$$

Lập lại cách chứng minh tương tự trường hợp tia tới thẳng góc, ta được :

$$P = (\Sigma u) \cdot \cos^2 i$$

Áp suất ánh sáng rất nhỏ. Áp suất ánh sáng do mặt trời tác dụng vào một bề mặt trong các điều kiện tốt nhất (giữa trưa, chiếu thẳng góc, bề mặt phản xạ hoàn toàn) cũng chỉ vào khoảng 10^{-5} N/m^2 nghĩa là chỉ bằng 10^{-10} lần áp suất khí quyển chuẩn định (76 CmHg (105 N/m^2)).

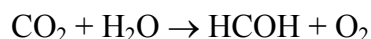


§§5. TÁC DỤNG HÓA HỌC CỦA ÁNH SÁNG.

Rất nhiều phản ứng hóa học chỉ xảy ra dưới tác dụng của ánh sáng như tác dụng trên phim ảnh, sự cấu tạo chất ozon từ oxi do tác dụng của ánh sáng tử ngoại, một số lớn phản ứng thế của các hidrocarbon với Clor, v.v... Tác dụng của ánh sáng trong các phản ứng hóa học như vậy được gọi là tác dụng quang hóa.

Vai trò của ánh sáng có thể chỉ là khơi mào, sau đó phản ứng hóa học tự nó tiếp diễn. Cũng có nhiều phản ứng chỉ xảy ra trong thời gian được chiếu sáng, và phản ứng sẽ ngưng khi sự chiếu sáng chấm dứt.

Một trong những phản ứng quang hóa đặc biệt quan trọng là phản ứng quang tổng hợp bởi cây xanh với carbon rút từ khí carbonic (CO_2) trong không khí để tạo thành các hợp chất hữu cơ như glucoz, celuloz, tinh bột, v.v... là những chất rất quan trọng trong đời sống thực vật và động vật. Sự tổng hợp này phóng thích khí O_2 theo phản ứng:



Chất Aldehyd formic tạo thành (HCOH) lại trùng hợp để thành glucoz hay các hidrad carbon khác.

Theo Einstein, trong các phản ứng quang hóa mỗi một phân tử vật chất được hình thành hay bị phân tích chỉ hấp thụ năng lượng của một photon mà thôi.

Từ các kết quả thí nghiệm, người ta rút ra được các định luật sau :

* Định luật 1 :

Khối lượng m của các chất được tạo thành trong phản ứng quang hóa thì tỷ lệ với quang thông (của ánh sáng kích thích và với thời gian chiếu sáng t

$$m = K \cdot I \cdot t; \quad K = \text{hằng số tỷ lệ}$$

* Định luật 2 :

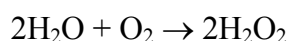
Năng lượng của photon kích thích trong phản ứng quang hóa phải lớn hơn một trị số w , đó là năng lượng cần thiết để phân tích hay tạo thành một phần tử trong phản ứng:

$$h\nu \geq w \text{ hay} \\ \Rightarrow \lambda \leq \frac{hc}{w} \quad \frac{hc}{\lambda} \geq w$$

Như vậy ta thấy các ánh sáng có độ dài sóng ngắn (tia tử ngoại) đóng vai trò đặc biệt quan trọng trong các phản ứng quang hóa.

Có nhiều trường hợp năng lượng của photon không phải được hấp thụ một cách trực tiếp bởi các chất tham gia trong phản ứng, mà phải qua một chất trung gian, chất trung gian này được gọi là chất nhạy hóa.

Thí dụ phản ứng tạo thành nước nặng (H_2O_2) bởi H_2O và O_2



Là phản ứng quang hóa do tác dụng của bức xạ 2536Å của thủy ngân. Nhưng hơi nước và Oxi đều không hấp thụ được bức xạ này, nên người ta phải trộn vào với hơi nước và Oxi một ít hơi thủy ngân. Hơi thủy ngân là chất trung gian, hấp thụ mạnh năng lượng của photon 2536 Å và truyền năng lượng lại cho chất chính trong phản ứng. Do quá trình trung gian này phản ứng trên xảy ra rất nhanh.

Chương XI

SỰ PHÁT QUANG

§§1. ĐỊNH NGHĨA.

Nhiều chất có tính chất khi được rọi tới một chùm tia sáng thích hợp thì sẽ phát ra ánh sáng theo mọi phương. Ánh sáng phát ra có bước sóng khác với bước sóng của ánh sáng kích thích.

Tùy theo cách kích thích, người ta phân biệt nhiều hiện tượng phát quang. Thí dụ :

- Nhiệt phát quang sự phát sáng do bị đốt nóng.
- Điện phát quang, phát sáng do sự phóng điện trong khí kém, do tác dụng của hiệu điện thế.
- Cathod phát quang, kích thích bởi tia âm cực.
- Xạ phát quang: kích thích bởi tia X, tia γ , ...
- Hóa chất quang: do phản ứng hóa học.

Trong chương này, ta chỉ giới hạn trong sự khảo sát hiện tượng quang - phát quang.

§§2. PHÁT HUỖNH QUANG VÀ PHÁT LÂN QUANG.

Trong hiện tượng quang phát quang, ta phân biệt hai trường hợp: phát huỳnh quang và phát lân quang.

Trước kia, người ta phân biệt như sau: danh từ phát huỳnh quang dùng để chỉ các hiện tượng mà sự phát quang chỉ xảy ra trong thời gian kích thích. Khi ngừng kích thích thì sự phát huỳnh quang cũng lập tức chấm dứt. Trái lại, sự phát lân quang chỉ các hiện tượng phát quang mà thời gian phát quang còn kéo dài sau khi sự kích thích chấm dứt.

Thí dụ : Sự phát quang của flluorescein là phát huỳnh quang, trong khi sự phát quang của Culfur kẽm là phát lân quang.

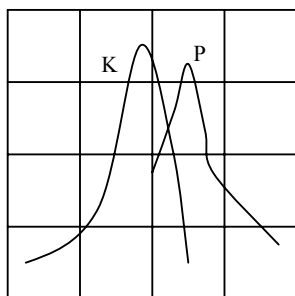
Ngày nay, với kỹ thuật đo được các thời lượng rất nhỏ, người ta thấy rằng, thực ra hiện tượng phát huỳnh quang không phải chấm dứt ngay cùng với sự kích thích mà còn kéo dài một thời gian, dù là rất ngắn. Ngược lại, người ta lại thấy nhiều hiện tượng phát lân quang có thời gian kéo dài (sau khi ngừng kích thích) thực ngắn ngủi. Như vậy ta không thể có một sự phân biệt rõ ràng hai hiện tượng nếu chỉ dựa vào thời gian phát quang kéo dài nói trên.

Hiện nay người ta phân biệt được hai hiện tượng là nhờ tác dụng của nhiệt độ. Với một chất phát huỳnh quang, thời gian phát quang không tùy thuộc nhiệt độ. Trái lại, với một chất phát lân quang thời gian này bị chi phối rõ rệt bởi nhiệt độ : thời gian này giảm khá nhanh khi ta tăng nhiệt độ, và ngược lại nếu ta hạ nhiệt độ xuống thấp tới một độ nào đó thì có thể làm ngưng hoàn toàn sự phát lân quang. Hàm lượng hấp thụ được trong thời gian kích thích được tích trữ lại trong môi trường trong một thời gian vô hạn định, và được phóng thích khi ta tăng nhiệt độ của môi trường. Như vậy, với hiện tượng phát lân quang, người ta có thể giữ lại ánh sáng trong một môi trường bằng cách “ướp lạnh“, nghĩa là người ta có thể “đề

dành“ ánh sáng. Qua sự khảo sát ảnh hưởng của nhiệt độ đối với thời gian phát quang, ta thấy rằng phát huỳnh quang và phát lân quang là hai hiện tượng phân biệt, xảy ra với hai cơ chế khác nhau.

§§3. ĐỊNH LUẬT STOKES.

Trong hiện tượng quang phát quang, phổ phát quang mang tính đặc trưng của chất khảo sát. Với các chất hơi phát quang, nói chung phổ gồm những dải có thể phân li thành các vạch, nhưng với chất lỏng hay chất rắn thì sự phân li này không thể thực hiện được. Ngoài ra, như ta đã đề cập trong phần định nghĩa, với một chất khảo sát nhất định, sự phát quang chỉ xảy ra khi ta kích thích bằng ánh sáng thích hợp, thí dụ: khảo sát hiện tượng phát quang của eosin, ta thấy phổ phát xạ như hình vẽ 1.



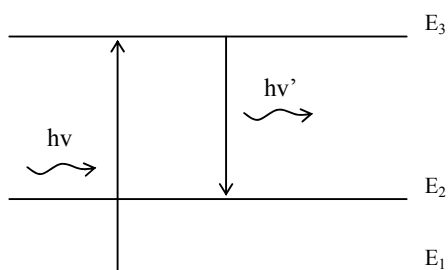
H. 1

Năng lượng mang bởi ánh sáng kích thích bị hấp thụ bởi chất khảo sát. Phổ hấp thụ được biểu diễn bởi đường cong K. Một phần của năng lượng hấp thụ này chuyển thành năng lượng phát xạ. Sự biến thiên của năng lượng phát xạ theo bước sóng được biểu diễn bởi đường cong P.

Các thí nghiệm cho thấy, bước sóng ứng với cực đại của đường phát xạ bao giờ cũng lớn hơn bước sóng ứng với cực đại của đường hấp thụ. Đó là định luật Stokes. Chính vì định luật này nên muốn gây ra sự phát quang ánh sáng thấy được, thường ta phải dùng ánh sáng kích thích ở trong vùng tím hay tử ngoại.

§§4. KHẢO SÁT LÝ THUYẾT HIỆN TƯỢNG PHÁT HUỖNH QUANG.

Trong hiện tượng phát huỳnh quang, các hạt phát xạ (nguyên tử, phân tử, ion) được kích thích từ trạng thái căn bản (bền) lên trạng thái kích thích có mức năng lượng cao hơn, trạng thái này không bền, nên sau một thời gian các hạt tự động trở về trạng thái căn bản, trả lại năng lượng chúng đã hấp thụ (khi được kích thích) dưới dạng ánh sáng. Hiện tượng này được gọi là sự phát xạ ngẫu sinh.



H. 2

Giả sử khi hấp thụ năng lượng $h\nu = E_3 - E_1$, hạt từ trạng thái căn bản ứng với mức năng lượng E_1 nhảy lên E_3 . Sau một thời gian t ở mức năng lượng E_3 (t là đời sống của hạt ở trạng thái kích thích E_3), hạt tự động rơi xuống mức năng lượng E_2 và phát ra photon có năng lượng $h\nu' = E_3 - E_2$.

Khi được chiếu bởi chùm tia sáng kích thích, không phải tất cả các hạt của chất phát quang chịu sự tác động của photon kích thích, mà chỉ có một phần, giả sử N hạt (N tỷ lệ với cường độ của ánh sáng kích thích). Để đơn giản, ta xét trường hợp sự trao đổi năng lượng xảy ra giữa hai mức năng lượng E (căn bản) và E^* (kích thích). Vào một thời điểm bất kỳ trong thời gian phát quang, N gồm n hạt ở trạng thái cơ bản và n^* hạt ở trạng thái kích thích.

$$N = n + n^*$$

Trong thời gian dt , số hạt đi từ trạng thái căn bản lên trạng thái kích thích (tỷ lệ với n và thời gian dt) là $a.n.dt$, số hạt từ trạng thái kích thích rơi trở về trạng thái căn bản (tỷ lệ với n^* và dt) là $b.n^*.dt$, trong đó a và b là các hằng số tỷ lệ, có trị số dương. Như vậy trong thời gian dt , số hạt ở trạng thái kích thích biến thiên là:

$$\begin{aligned} dn^* &= an \, dt - bn^* \, dt \\ &= [aN - (a+b)n^*] \, dt \end{aligned}$$

hay
$$\frac{dn^*}{dt} + (a+b)n^* = aN$$

Giải phương trình này, ta được :
$$n^* = \frac{aN}{a+b} \left[1 - e^{-(a+b)t} \right]$$

Thời gian t tính từ lúc bắt đầu kích thích. Khi $t = 0$, ta có $n^* = 0$. Khi thời gian kích thích tăng, số hạt ở trạng thái kích thích tăng theo và tiến tới một trị số giới hạn là G . Khi đó số hạt từ trạng thái căn bản nhảy lên trạng thái kích thích thì bằng số hạt từ trạng thái kích thích rơi trở về trạng thái căn bản tính trong cùng một thời gian: $an = bn^*$. Ta nói sự phát quang đạt tới chế độ ổn định.

Cường độ ánh sáng phát quang I tỷ lệ với số hạt rơi trở về mức cơ bản trong một đơn vị thời gian. Ta có thể viết

$$I = bn^*$$

ứng với chế độ ổn định, ta có :

$$I = N \frac{ab}{a+b}$$

Mà ta biết N tỷ lệ với cường độ I_0 của ánh sáng kích thích, do đó I cũng tỷ lệ với I_0 . Tuy nhiên N không thể lớn hơn tổng số hạt phát quang có trong chất khảo sát, do đó khi tăng I_0 , cường độ phát quang I không thể tăng mãi mà sẽ đạt tới chế độ bão hòa.

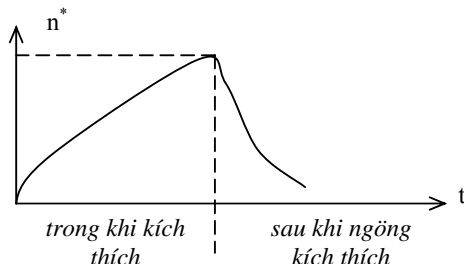
Khi ta ngưng kích thích, sự phát xạ ngẫu sinh vẫn tiếp tục trong một thời gian. Số hạt ở trạng thái kích thích giảm dần theo hệ thức.

Hay
$$\begin{aligned} \frac{dn^*}{dt} &= -bn^* \\ \frac{dn^*}{n^*} &= -b \cdot dt \end{aligned}$$

Suy ra
$$n^* = n_0^* e^{-bt}$$

Với $G =$ số hạt ở trạng thái kích thích vào lúc $t = 0$, thời gian t tính từ lúc ngưng kích thích.

Hình vẽ 3 biểu diễn sự biến thiên của n^* theo thời gian



H. 3

- Thời sống trung bình ở trạng thái kích thích.

Xét một thời điểm t ($t = 0$ lúc ngưng kích thích). Trong thời gian dt kế tiếp, số hạt từ trạng thái kích thích tự nhiên rơi trở về trạng thái căn bản là bn^*dt . Vì dt rất nhỏ nên ta có thể coi các hạt này đã ở trạng thái kích thích trong cùng một thời gian là t . Vậy thời gian tổng cộng ứng với số hạt trên là $bn^*dt.t$. Thời gian t có thể lấy từ 0 tới ∞ , do đó thời sống trung bình của hạt ở trạng thái kích thích là :

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{1}{n_b^*} \int_0^{\infty} b.n^* .t.dt \\ \text{Suy ra } \tau &= \frac{1}{b} \int_0^{\infty} e^{-bt} .t.dt \end{aligned}$$

b được gọi là xác suất phát xạ

$$\text{Vậy } n^* = n_0^* e^{-t/\tau}$$

§§5. HIỆU SUẤT PHÁT HUỖNH QUANG.

Ta thấy các hạt phát quang có vai trò như các máy biến đổi ánh sáng : hấp thụ ánh sáng kích thích và biến đổi thành ánh sáng phát quang. Thực ra, không phải tất cả các hạt đã bị kích thích, khi rơi trở về mức căn bản, đều phát huỳnh quang, mà một phần của các hạt này nhường năng lượng mà chúng đã hấp thụ cho các hạt xung quanh dưới dạng chuyển động. Do đó các hạt này khi trở về mức căn bản sẽ không phát xạ. Như vậy, trong một đơn vị thời gian, số hạt rơi trở về mức căn bản không phải chỉ gồm bn^* hạt phát huỳnh quang mà là $bn^* + cn^*$ (cn^* là số hạt rơi về mức căn bản trong một đơn vị thời gian mà không phát huỳnh quang, c là một hệ số dương).

Do đó, thời sống trung bình của hạt ở trạng thái kích thích không phải là τ mà thực ra là τ_c .

Hiệu suất phát huỳnh quang được định nghĩa là :

$$\zeta = \frac{bn^*}{bn^* + cn^*} = \frac{b}{b + c}$$

Hay

$$\zeta = b\tau_c$$

Ta thấy τ_c hằng số. Vậy tỷ lệ ζ đặc trưng cho hiện tượng phát huỳnh quang đơn giản.

§§6. ẢNH HƯỞNG CỦA NHIỆT ĐỘ.

Hiệu suất phát quang trên có thể viết là :

$$\zeta = \frac{J}{A} = \frac{b}{b + c}$$

Trong đó J là quang thông phát quang, A là quang thông hấp thụ hay

$$\frac{J}{A} = \frac{1}{1 + c/b}$$

Giả sử các hạt trở về trạng thái cân bằng mà không phát quang là do sự đục thì trong công thức trên, b là hằng số đối với nhiệt độ trong khi c thay đổi theo nhiệt độ.

Nếu ta thừa nhận rằng, trong một khoảng nhiệt độ giới hạn nào đó quang thông hấp thụ A độc lập với nhiệt độ và thừa nhận $c = 0$ ở nhiệt độ $T = 0\text{K}$ thì :

ở Với J_0 là quang thông phát quang ở 0K

hay $A = J_0$

$$\text{Suy ra} \quad \frac{J'}{J} = 1 + \frac{c}{b}$$

Vậy G là một hàm bậc nhất theo c khi nhiệt độ tăng thì c tăng, do đó cường độ phát quang giảm.

§§7. ĐO THỜI GIAN PHÁT QUANG.

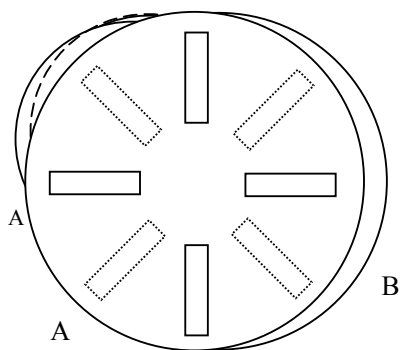
Ta xét trường hợp quang phát quang đơn giản có cường độ phát quang giảm đi theo công thức :

$$I = I_0 \cdot e^{-t/\tau}$$

t = thời gian tính từ lúc ngưng kích thích

(= thời gian phát quang trung bình

Máy đầu tiên để đo thời gian là lân quang nghiệm Becquerel. Máy gồm hai đĩa tròn A và B, trên mỗi đĩa có đục các lỗ thủng cách đều nhau. Các lỗ thủng trên hai đĩa không đối diện nhau mà xen kẽ. Hai đĩa A và B gắn trên cùng một trục quay. Chất phát quang để giữa hai đĩa và là lớp mỏng để ánh sáng truyền qua được. Chất phát quang được chiếu sáng (kích thích) qua một lỗ của đĩa này, giả sử đĩa A, và được quan sát qua một lỗ của đĩa kia (đĩa B). Giả sử mỗi đĩa có n lỗ và quay với vận tốc N vòng/s. Chất phát quang được kích thích khi một lỗ thủng của đĩa A quay đến trước nó và được quan sát khi một lỗ thủng của đĩa B quay đến trước đó. Bề rộng của các lỗ thủng khá hẹp để sự kích thích và sự quan sát được coi như tức thời.



Thời gian từ lúc kích thích tới lúc quan sát là :

$$t = \frac{1}{2Nn}$$

Từ công thức $I = I_0 e^{-t/\tau}$, suy ra:

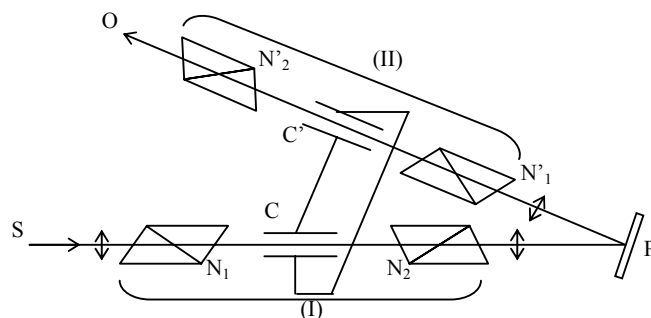
$$\text{Log} I = \text{log} I_0 - \frac{1}{2Nn\tau}$$

Cho N thay đổi một loạt trị số và đo các cường độ I tương ứng. Vẽ đường biểu diễn của $\text{Log} I$ theo \bar{G} , ta được một đường thẳng. Biết được hệ số góc của đường này ta suy ra thời gian τ .

Với lân quang nghiệm này, người ta đã có thể đo được những thời gian τ (khá ngắn (10-4s).

Các thí nghiệm sau này thực hiện bởi Wood có thể đo được những thời gian τ (ngắn hơn nhiều. Wood để chất phát quang trên một đĩa quay và tạo trên chất này ảnh điểm của nguồn sáng kích thích. Nếu sự phát quang xảy ra tức thời, khi quan sát đĩa quay ta chỉ thấy một điểm sáng. Nếu sự phát quang kéo dài, ta được một cung sáng. Dựa vào chiều dài của cung này, Wood xác định được thời gian. Thí dụ, trong một thí nghiệm với platino cyanua barium, Wood đo được $\tau = 10^{-8}$ giây.

Những thời gian phát quang cực ngắn của các chất lỏng có thể đo bằng phương pháp của Gaviola, các dụng cụ thiết bị như hình vẽ 5.



H. 5

Ánh sáng kích thích phát xạ từ nguồn S , đi qua tế bào Ker C chứa nitrobenzen đặt giữa hai nicol chéo góc N_1 và N_2 , tới chất phát quang P . Ánh sáng từ P phát ra đi qua tế bào Ker C' (chứa nitrobenzen) đặt giữa nicol chéo góc N'_1 và N'_2 tới quan sát viên ở O . Các tế bào Ker C và C' được đặt đồng bộ với một điện trường cao tần, giả sử có tần số $N = 5.10^6$ hertz. Như vậy đối với chùm tia kích thích và chùm tia phát quang, các hệ thống (I) và (II) cho ánh sáng đi qua một cách đồng bộ với chu kỳ là \bar{G} giây. Gọi τ (= thời gian ánh sáng đi qua quãng đường CPC') ($\tau < T$).

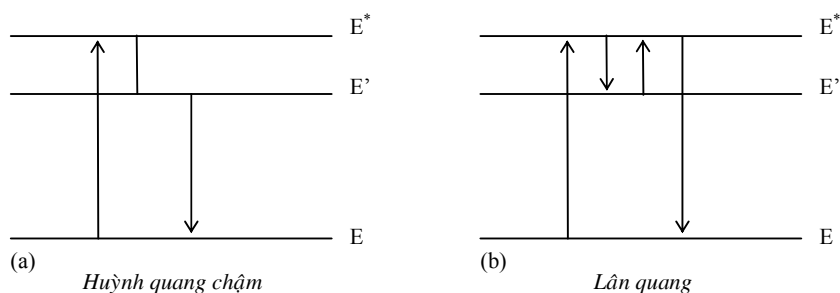
Nếu sự phát quang xảy ra tức thời thì sẽ không có ánh sáng tới O . Nếu hiện tượng phát quang kéo dài thì chính ánh sáng phát ra bởi p , sau khi p bị kích thích một thời gian $t = T - \tau$, sẽ tới c' sau khi ánh sáng kích thích tới C một thời gian là T , do đó đi qua được hệ thống (II) và tới O . Bằng cách giảm quãng đường CPC' , nghĩa là giảm τ , ta làm tăng t . Khi không còn ánh sáng tới O , ta có $t = \tau$. Với phương pháp này ta có thể đo được các thời gian τ (khá nhỏ so với chu kỳ T).

Khảo sát dung dịch fluoresein, Gaviola đo được thời gian phát quang trung bình vào khoảng từ 10^{-8} giây tới 10^{-9} giây.

§§8. HIỆN TƯỢNG PHÁT HUỖNH QUANG CHẬM VÀ PHÁT LÂN QUANG.

Trong phần trên, ta đã xét một loại phát quang trong đó chỉ có sự tham gia của các mức năng lượng thường (mức căn bản và mức kích thích). Các hiện tượng phát quang như vậy được gọi là phát huỳnh quang đơn giản. Một loại hiện tượng phát quang thứ hai trong đó có sự tham gia của mức năng lượng giới ản (metastable), đó là trường hợp phát huỳnh quang chậm, hoặc phát lân quang.

Một hạt không thể trực tiếp từ mức năng lượng cơ bản E nhảy lên mức năng lượng giới ản E' mà phải qua trung gian của một mức năng lượng kích thích E^* cao hơn. Từ mức năng lượng giới ản, hai cơ chế sau đây có thể xảy ra.



- Hoặc hạt tự động rơi trở về mức căn bản (hình 6a). Đó là một loại hiện tượng phát huỳnh quang, nhưng có thời gian phát quang kéo dài hơn (so với phát huỳnh quang đơn giản). Vì vậy được gọi là phát huỳnh quang chậm. Thời gian phát huỳnh quang trung bình ứng với hiện tượng phát quang chậm ở vào khoảng từ 10^{-4} giây tới 1 phút, trong khi thời gian này ứng với hiện tượng phát huỳnh quang đơn giản ở trong khoảng từ 10^{-10} giây tới 10^{-4} giây.

- Hoặc hạt do tác động bên ngoài, nhảy lên mức kích thích E^* cao hơn, rồi tự động rơi trở về mức căn bản. Đó là hiện tượng phát lân quang (hình 6b), trong hiện tượng này, mức năng lượng giới ản được coi là hoàn toàn bền nếu không có tác động của bên ngoài. Ngoài ra, ta thấy từ mức căn bản lên mức giới ản, hay từ mức giới ản xuống mức căn bản, đều xảy ra một cách gián tiếp. Thời gian hạt nằm ở mức giới ản có thể kéo dài vô hạn. Ta thấy mức này giống như một cái “bẫy” năng lượng.

Nếu ta hạ nhiệt độ xuống thấp để làm giảm tần số đụng giữa các hạt, thời gian phát lân quang sẽ tăng lên. Đời sống trung bình của hạt ở mức giới ản có thể kéo dài vô hạn nếu ta hạ nhiệt độ xuống tới một mức nào đó.

Người ta còn phân biệt hai loại phát lân quang

- Phát lân quang Perrin, xảy ra với chất lỏng và chất khí. Giữa hai quá trình hấp thụ và phát xạ, các phân tử trải qua một trạng thái trung gian và chỉ phát lân quang khi nhận được một sự cung cấp năng lượng của môi trường.
- Phát lân quang Becquerel - Lenard, xảy ra với các chất rắn kết tinh. Trong quá trình phát lân quang này có một sự “ion hóa nội”. Một điện tử bị bứt ra khỏi nguyên tử phát quang để có một độ tự do nào đó. Khi điện tử này tái hợp với nguyên tử thì sự phát xạ lân quang xảy ra.

§§9. CHẤT TĂNG HOẠT - TÂM ĐỘC.

Khi khảo sát sự phát quang của một chất, người ta thấy rằng nếu trộn vào chất này một chất kim thích hợp thì sự phát quang mạnh hơn rất nhiều so với chất phát quang nguyên chất lúc đầu.

Thí dụ : Trộn thật đều bột CdI_2 và PbI_2 trong aceton và để cho kết tinh. Ta được một phẩm vật có tính phát quang mạnh hơn nhiều so với CdI_2 tinh chất. Ta bảo chất CdI_2 đã được tăng hoạt chất kim đưa vào (Pb) được gọi là chất tăng hoạt. Chất ban đầu (CdI_2) được gọi là chất căn bản. Một chất phát quang có chất tăng hoạt, thí dụ trường hợp CdI_2 tăng hoạt bởi chì, được ký hiệu như sau : $\text{CdI}_2 (\text{Pb})$.

Tương tự ta có thể tăng hoạt CdI_2 bởi đồng hay Mn. Sulfur kẽm có thể tăng hoạt bởi Ag, Cu,

Tỷ lệ của chất tăng hoạt trong chất căn bản có ảnh hưởng rõ rệt tới cường độ phát quang và ta có một tỷ lệ xác định để cường độ phát quang mạnh nhất. Sự hiện diện của chất tăng hoạt không những làm tăng cường độ phát quang mà còn có thể làm thay đổi phổ phát quang.

Ngược lại với sự tăng hoạt, sự hiện diện của các chất như Fe, Co, Ni có thể làm mất tính phát quang của một chất. Các kim chất trên được gọi là các “tâm độc”. Thí nghiệm cho thấy rõ hiện tượng này nhưng người ta chưa thể giải thích được tại sao.

§§10. SỰ NHẠY HÓA.

Ta xét sự phát quang của phốt phát calci $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$. Nếu chất tăng hoạt là Mangan và nếu kích thích bằng tia âm cực thì phát quang ánh sáng đỏ. Nhưng khi kích thích bằng tia tử ngoại 2500Ao thì lại không phát quang.

Nếu tăng hoạt bằng Sêri (Ce) và kích thích bằng tia tử ngoại trên (2500Ao) thì thấy phát quang ánh sáng tử ngoại 3500Ao.

Bây giờ tăng hoạt cả Ce và Mn và kích thích bằng ánh sáng 2500Ao thì ta thấy ánh sáng phát quang gồm cả vạch 3500Ao và vạch đỏ nói trên.

Người ta giải thích như sau: Khi được kích thích bằng tia 2500Ao, Ce chuyển năng lượng kích thích cho chất tăng hoạt Mn, như vậy, một cách gián tiếp, phốt phát calci với chất tăng hoạt là Mn đã bị kích thích bởi tia 2500Ao. Sự chuyển năng lượng giữa hai tâm sáng như trên (từ tâm sáng có chứa Ce sang tâm sáng có chứa Mn) được gọi là sự nhạy hóa. Ce được gọi là chất nhạy hóa.

Chương XII

LASER

§§1. SỰ PHÁT MINH LASER.

Việc phát minh ra tia Laser bắt nguồn từ các cố gắng của các nhà khoa học muốn tìm được cách sản xuất các luồng sóng vô tuyến có bước sóng thật ngắn. Trong kỹ thuật vô tuyến, người ta biết rằng : Muốn tạo được các luồng sóng vô tuyến có bước sóng càng ngắn thì phải có các máy phát sóng có kích thước càng nhỏ. Như vậy, các kỹ thuật gia trước một vấn đề nan giải là : Không thể chế tạo được các máy phát sóng có kích thước quá nhỏ. Để giải quyết khó khăn này, người ta đã nghĩ tới loại máy phát sóng vô cùng nhỏ có sẵn trong thiên nhiên : Đó là các nguyên tử, các phân tử vật chất. Thực vậy, chúng ta đã biết ánh sáng là loại sóng điện từ có độ dài sóng ngắn phát ra bởi các nguyên tử hay phân tử. Vậy sự bế tắc nói trên của ngành vô tuyến, trên nguyên tắc có thể được giải quyết. Tuy nhiên, một vấn đề rất khó đặt ra trước các nhà khoa học, kỹ thuật là: Làm thế nào bắt các máy phát sóng tí hon đó hoạt động theo ý muốn của con người. Vì chúng ta đã biết, sự phát sóng ánh sáng của các nguyên tử, phân tử xảy ra hoàn toàn ngẫu nhiên, tự phát, không điều khiển được. Các nguyên tử trong một nguồn sáng phát ra ánh sáng theo tất cả mọi phương với vô số bước sóng khác nhau. Các sóng được phát ra không có liên hệ gì với nhau về biên độ cũng như về pha. Một nguồn sáng như vậy không có lợi ích gì trong kỹ thuật vô tuyến.

Quá trình giải quyết vấn đề này (điều khiển được các bức xạ phát ra bởi các nguyên tử, phân tử) đưa đến sự phát minh ra MASER (viết tắt của Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) và LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

Hai nhà bác học Liên Xô Prôkhôrop và Basôp và nhà bác học Mỹ Townes là những người đã đóng góp rất nhiều trong việc đưa đến các phát minh trên (lãnh chung giải Nobel về vật lý năm 1964).

Máy Maser đầu tiên được thực hiện năm 1954 ở Mỹ và Liên Xô.

Tháng 7/1960, máy Laser đầu tiên xuất hiện do công trình của Maimain.

§§2. SỰ PHÁT XẠ KÍCH ĐỘNG.

Ta đã biết rằng sự phát xạ bởi các hạt (nguyên tử, phân tử, ion) trong các nguồn sáng thông thường là các quá trình xảy ra một cách tự phát, hoàn toàn ngẫu nhiên. Khi nhận được một năng lượng thích hợp, hạt sẽ từ trạng thái bền nhảy lên trạng thái kích thích có mức năng lượng cao hơn. Sau một thời gian, hạt sẽ rơi trở về trạng thái bền và phóng thích năng lượng (đã hấp thụ) dưới dạng ánh sáng, nghĩa là phát ra photon.

Năm 1917, khi nghiên cứu quá trình tương tác giữa ánh sáng và vật chất, Einstein cho rằng : Không những các hạt phát xạ một cách ngẫu nhiên như trên mà còn có thể phát xạ do tác động của bên ngoài. Khi ta chiếu vào hệ một bức xạ, thì các hạt đang ở mức năng lượng kích thích E2 sẽ rơi trở về căn bản E1 và phát ra bức xạ : Đó là hiện tượng bức xạ kích thích động (hay bức xạ ứng, bức xạ cưỡng bức). Đây là cơ sở hoạt động của máy Laser.

Bây giờ ta xét trường hợp đơn giản : các hạt thay đổi giữa hai mức năng lượng E1 (căn bản) và E2 (kích thích). Khi ta kích thích bằng quang tử (photon) có năng lượng.

$$h\nu = E_2 - E_1$$

Thì các hạt từ mức E_1 sẽ nhảy lên mức E_2 . Giả sử vào một thời điểm t , hệ khảo sát có n_1 hạt ở mức căn bản E_1 và n_2 hạt ở mức kích thích E_2 . Số hạt từ mức E_1 nhảy lên mức E_2 trong thời gian từ thời điểm t tới thời điểm $t' = t + dt$ là :

$$-dn_1 = Bn_1 \zeta dt$$

B : là một hệ số dương, được gọi là xác suất hấp thụ.

ζ : là mật độ năng lượng kích thích.

Số hạt ngẫu nhiên rơi trở về mức căn bản trong thời gian trên là:

$$-dn_2 = A n_2 dt$$

A : hệ số dương, được gọi là xác suất phát xạ tự nhiên.

Số hạt phát xạ do kích động trong cùng thời gian trên là:

$$-dn_2^* = Bn_2 \zeta dt$$

B : xác suất phát xạ kích động, giả thuyết bằng xác suất hấp thụ.

Khi hệ đạt tới sự cân bằng nhiệt động lực học, số hạt ở mức E_2 không thay đổi, vậy số hạt đi lên mức E_2 phải bằng số hạt rơi trở về mức căn bản.

$$-dn_1 = -dn_2 - dn_2^*$$

$$\text{Hay } Bn_1 \zeta dt = A n_2 dt + Bn_2 \zeta dt$$

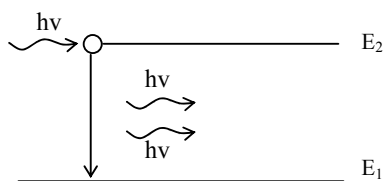
$$\text{Suy ra } Bn_1 \zeta = (A + B \zeta) n_2$$

Vậy $\frac{n_2}{n_1} = \frac{B \zeta}{A + B \zeta}$

Nghĩa là số hạt ở mức năng lượng kích thích E_2 (cao hơn) bao giờ cũng ít hơn ở mức năng lượng căn bản E_1 (thấp hơn).

Tóm lại, khi ta chiếu vào hệ một chùm tia sáng kích thích có năng lượng photon là $h\nu$ thì trong một thời gian dt sẽ làm cho một số hạt từ trạng thái cơ bản E_1 nhảy lên trạng thái kích thích E_2 (sự hấp thụ), trong thời gian đó, một số hạt từ mức E_2 tự phát rơi trở về E_1 , một số hạt khác bị đụng với photon kích thích cũng rơi trở về E_1 (sự phát xạ ngẫu nhiên và phát xạ kích động). Nhưng luôn luôn $n_2 < n_1$. Do đó, các photon kích thích $h\nu$ (gặp các hạt ở mức E_1 nhiều hơn gặp các hạt ở mức E_2 , nghĩa là hiện tượng hấp thụ mạnh hơn hiện tượng phát xạ ánh sáng. Vì vậy, ở điều kiện bình thường, khi đi qua một môi trường vật chất bao giờ ánh sáng cũng bị yếu đi.

Khi một photon $h\nu$ gặp một hạt ở trạng thái kích thích và làm hạt này rơi trở về mức căn bản thì photon được hạt phóng thích cũng là $h\nu$ (năng lượng do hạt hấp thụ khi đi từ E_1 lên E_2), photon mới sinh ra này hoàn toàn giống photon kích động (về hướng đi, bước sóng, sóng, pha, tính phân cực). Như vậy kết quả của sự kích động là từ một photon tới hạt, ta được hai photon phát xạ.



H. 1

§§3. SỰ KHUYÉCH ĐẠI ÁNH SÁNG ĐI QUA MỘT MÔI TRƯỜNG.

Bây giờ ta thử giả thuyết có một trường hợp: Trong một môi trường số hạt ở trạng thái kích thích lớn hơn số hạt ở trạng thái căn bản : $n_2 > n_1$. Trong trường hợp này, photon kích động sẽ gặp các hạt ở trạng thái kích thích nhiều hơn ở trạng thái căn bản. Khi đó hiện tượng bức xạ sẽ mạnh hơn hiện tượng hấp thụ và kết quả ngược với trường hợp trên, khi truyền qua môi trường, ánh sáng mạnh hơn lên. Thực vậy, khi một photon kích động gặp một hạt ở trạng thái kích thích và gây ra sự phát xạ thì một photon thành hai. Cứ như thế số photon tăng lên rất nhanh, Và khi truyền qua môi trường, ta được một chùm tia sáng có cường độ mạnh.

Như vậy, vấn đề là: Muốn có một chùm tia sáng cực mạnh bằng cách được khuếch đại lên như trên, ta phải làm cách nào có $n_2 > n_1$. Đó là sự “đảo ngược dân số”. Môi trường khi bị đảo ngược dân số như vậy được gọi là môi trường hoạt tính.

Để số hạt có năng lượng cao nhiều hơn hạt số hạt có năng lượng thấp, người ta phải cung cấp năng lượng cho môi trường, phải “bơm” năng lượng cho nó. Một trong các cách làm nghịch đảo dân số là phương pháp “bơm” quang học. Kỹ thuật này đưa đến giải Nobel về vật lý cho nhà bác học Pháp Kastler năm 1966 (công trình này của Kastler được thực hiện từ năm 1950). Kastler dùng một chùm tia sáng có cường độ mạnh làm bơm để bơm năng lượng cho môi trường khiến nó trở thành hoạt tính. Phương pháp bơm quang học thường được dùng với các chất rắn và chất lỏng. Với laser khí, người ta thường nghịch đảo dân số bằng cách phóng điện trong khí kém.

§§4. BỘ CỘNG HƯỞNG.

Với điều kiện $n_2 > n_1$, môi trường cho khả năng có thể thực hiện sự khuếch đại cường độ ánh sáng, nhưng muốn có được một chùm tia Laser có đặc tính định hướng cao độ thì chỉ có môi trường hoạt tính thì chưa đủ, mà còn cần một bộ phận gọi là bộ cộng hưởng. Bộ phận này vừa có tác dụng tăng cường cường độ ánh sáng, vừa có tác dụng định hướng chùm tia laser khi nó phóng ra khỏi máy. Trong trường hợp đơn giản nhất, bộ phận cộng hưởng gồm hai gương phẳng M1 và M2, thiết trí ở hai đầu máy.

Các photon có phương di chuyển thẳng góc với hai gương sẽ dội đi, dội lại nhiều lần trong môi trường hoạt tính. Như vậy bộ phận cộng hưởng đóng vai trò như một cái bẫy ánh sáng. Trong khi phản chiếu qua lại như thế, các photon đập vào các hạt ở trạng thái kích thích, làm phóng thích các photon khác. Các photon này lại phản chiếu qua lại giữa M1 và M2, đập vào các hạt ở trạng thái kích thích và lại làm bật ra các photon mới nữa, cứ như thế cường độ ánh sáng tăng lên rất mạnh.

Các photon này không di chuyển thẳng góc với hai gương thì sau một hồi di chuyển, chúng bị lọt ra ngoài máy.

§§5. THÊM PHÁT XẠ KÍCH ĐỘNG.

Ta nhận thấy trong cách cấu tạo trên của máy laser, có thể một phần năng lượng sẽ bị mất đi do sự phản chiếu trên hai gương M1, M2 và do sự nhiễu xạ làm lệch phương di chuyển của các photon. Do đó, ta chỉ thực sự có hiện tượng khuếch đại cường độ ánh sáng nếu công suất P sinh ra do sự phát xạ kích động lớn hơn công suất P' bị mất đi

$$\text{Ta có} \quad P = \frac{dw}{dt} = \frac{dn}{dt} h\nu$$

dn/dt là số photon phát ra do sự phát xạ kích động trong một đơn vị thời gian.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{-dn_2^*}{dt} - \frac{(-dn_1)}{dt} = (n_2 - n_1)B\zeta$$

Vậy $P = (n_2 - n_1)B(h\nu)$

* Mất năng lượng do phản chiếu :

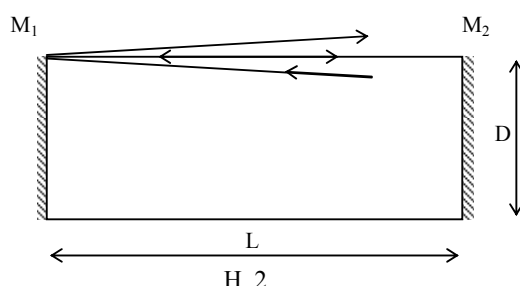
Trên thực tế, năng suất phản xạ (của các gương bao giờ cũng nhỏ hơn 1. Do đó một phần ánh sáng bị mất đi do sự phản xạ trên các gương. Cường độ ánh sáng mất đi trong một đơn vị thời gian do sự phản xạ là :

$$\frac{dI}{dt_{px}} = \frac{-I}{T_1} \quad \text{với} \quad T_1 = \frac{L}{C(1-\alpha)}$$

L = chiều dài giữa hai gương M_1 và M_2

C = vận tốc truyền sáng.

* Mất năng lượng do nhiễu xạ :



Một phần ánh sáng cũng bị mất đi do hiện tượng nhiễu xạ khi ánh sáng tới các gương M_1 và M_2 . Cường độ ánh sáng mất đi trong một đơn vị thời gian do hiện tượng này là :

$$\frac{dI}{dt_{nx}} = \frac{-I}{T_2} \quad \text{với}$$

Cường độ giảm tổng cộng là :

$$\frac{dI}{dt} = -I \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right) = \frac{-I}{T}$$

$$\text{Với} \quad \frac{1}{T} = \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \quad T_2 = \frac{D^2}{C\lambda}$$

Máy càng tốt thì T có trị số càng lớn, năng lượng mất đi do các hiện tượng trên càng nhỏ.

Từ điều kiện $P > P'$ hay $(n_2 - n_1)B(h\nu) > P'$, ta suy ra

$$n_2 - n_1 > \frac{P'}{B\zeta h\nu} \quad (\text{trị số dương})$$

$$P' = \frac{\zeta}{T} \Rightarrow n_2 - n_1 > \frac{1}{Bh\nu T}$$

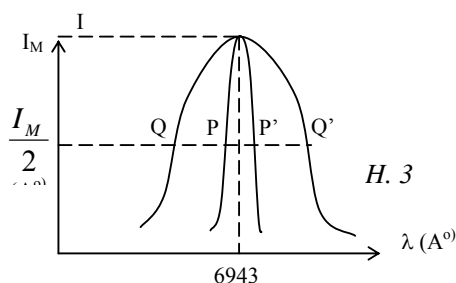
P' được tính bởi công thức

Như vậy muốn có được sự khuếch đại cường độ ánh sáng, không những ta phải có điều kiện đầu tiên $n_2 > n_1$ mà $n_2 - n_1$ phải lớn hơn một trị số (dương) xác định. Trị số này được gọi là thêm phát xạ kích động. Ta có trị số càng lớn thì thêm phát xạ kích động càng thấp. Chỉ khi vào $n_2 - n_1$ vượt qua thêm, thì mới có ánh sáng laser phát ra.

§§6. CÁC ĐẶC TÍNH CỦA TIA LASER.

1. Tính đơn sắc.

Các photon phát xạ kích động mang cùng một năng lượng $h\nu$ (nên ánh sáng rất đơn sắc. Nếu xét ánh sáng phát ra bởi ngọc hồng tảo thì trong trường hợp laser, bề rộng PP' của vạch 6943Å hẹp khoảng 10^{-4} lần so với bề rộng QQ' của vạch này trong trường hợp phát xạ thông thường.



2. Tính điều hợp.

Với một nguồn sáng thông thường, ánh sáng phát ra bởi các hạt là ánh sáng không điều hợp nhau, nghĩa là không có một sự liên hệ nào về pha giữa các chấn động phát ra bởi các hạt. Trong trường hợp nguồn sáng laser, các photon phát ra đều đồng pha nên ánh sáng laser là một chùm ánh

sáng điều hợp. Chính vì vậy, chùm tia laser có thể gây ra những tác dụng rất mạnh (tổng hợp các chấn động đồng pha).

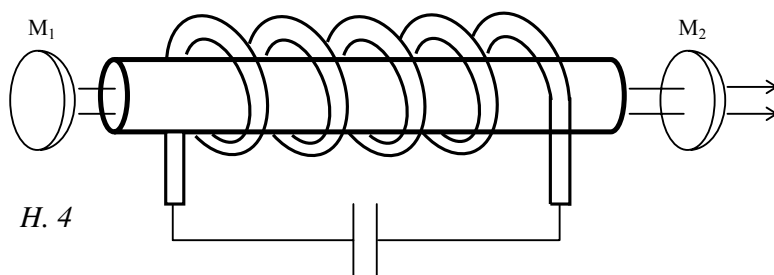
3. Tính song song.

Chùm tia laser phát ra song song với trục, với một góc loe rất nhỏ.

Năm 1962, một chùm tia laser được chiếu lên mặt trăng có góc loe là 3×10^{-5} rad.

§§7. CHẾ TẠO LASER.

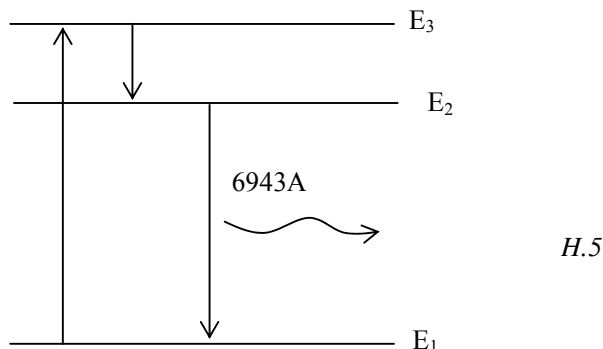
1. Laser hồng ngọc (Ngọc hồng tảo).



Hồng ngọc (Rubis) là tinh thể oxit nhôm Al_2O_3 có lẫn một lượng nhỏ ion Cr^{+++} , chính các ion Cr^{+++} này đóng vai trò hạt hoạt tính. Loại máy này gồm một thanh hồng ngọc hình trụ dài vài cm, đường kính vài mm (gần đây người ta dùng thanh hồng ngọc tới 20cm) để làm đảo ngược dân số.

Khi máy tụ điện phóng điện vào đèn Xênon, đèn phát ra xung ánh sáng có cường độ rất mạnh rơi vào thanh hồng ngọc trong một thời gian ngắn. Các xung phát ra liên tiếp này đã bơm năng lượng để biến môi trường thành hoạt tính. Các photon do đèn phát ra tới thẳng góc với thanh hồng ngọc. Các ion Cr^{+++} hấp thụ ánh sáng trong vùng vàng lục của đèn chiếu tới, nhảy từ mức năng lượng cơ bản E_1 lên mức năng lượng E_3 . Thời sống ở mức này rất ngắn nên gần như tức thời các hạt Cr^{+++} rơi xuống mức năng lượng E_2 có thời sống khá dài (5.10^{-3}s), chính vì vậy hạt ở mức E_2 mới có thể lớn hơn số hạt ở mức E_1 .

Khi bị kích thích, các ion Cr^{+++} từ E_2 rơi trở về mức căn bản E_1 và phát ánh sáng đỏ có độ dài sóng 6.943\AA . các photon này di chuyển song song với trục của thanh hồng ngọc, bị dội đi dội lại giữa hai gương M_1 và M_2 khiến số photon tăng lên nhanh và gấp bội, khi đã vượt qua thêm phát xạ kích thích, tia laser bắn ra ngoài.



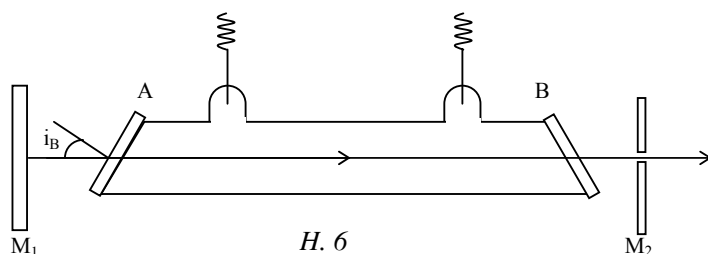
Như vậy ta thấy laser hồng ngọc tạo đồ hoạt động theo chế độ phát xung. Tia laser bắn ra cách nhau chừng vài phút, tác động mỗi lần trong một thời gian rất ngắn (10^{-6}s) và phát ra một năng lượng (0,1 joule, nghĩa là có công suất 105 watt (trong thời gian đó tiêu thụ tới 1.000J).

Người ta cũng chế tạo được laser hồng ngọc phát xạ liên tục nhưng công suất rất yếu.

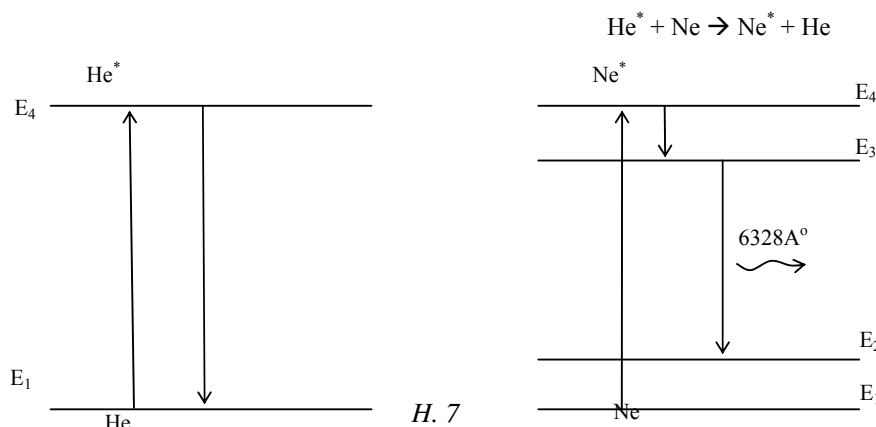
2. Laser khí He – Ne.

Trong hỗn hợp này, Ne là chất chính, còn He chỉ đóng vai trò trung gian (chất môi). Sở dĩ phải cần chất môi vì năng suất hấp thụ của Ne kém và nhất là mức năng lượng của Ne hẹp nên nếu kích thích trực tiếp Ne thì gặp phải khó khăn là phải có ánh sáng kích thích rất đơn sắc.

Ống chứa hỗn hợp khí He – Ne có hình trụ dài 1m. đường kính 25mm. Hai đầu ống là hai tấm kính trong suốt A và B nghiêng sao cho góc tới của tia sáng là góc tới Brewster (để làm giảm ánh sáng mất đi do phản chiếu).



Nguyên tử He bị kích thích nhảy từ mức cơ bản E_1 lên mức E_4 và chuyển năng lượng của nguyên tử Ne đang ở mức cơ bản.



Các nguyên tử Ne ở mức năng lượng kích thích nhảy xuống mức E_3 rồi rơi xuống E_2 phát ra ánh sáng đỏ 6328\AA . Số hạt ở mức E_2 nhỏ nên sự đảo ngược dân số để thực hiện hơn và sự phát xạ chỉ đòi hỏi một thêm năng lượng tương đối nhỏ hơn trường hợp Laser hồng ngọc.

Laser He – Ne hoạt động theo hệ độ phát xạ liên tục nhưng công suất rất yếu (vài miliwatt). Tia sáng Laser bắn ra qua lỗ thùng ở gương M2.

Ngày nay, người ta thực hiện được sự phát xạ laser với rất nhiều môi trường khác nhau : rắn, lỏng hay khí chất bán dẫn.

§§8. ỨNG DỤNG CỦA LASER.

- Dùng để tạo các mật độ năng lượng rất lớn, nhiệt độ cao.
- Vì tính đơn sắc nên rất đặc dụng trong việc áp dụng vào giao thoa kế học .
- Áp dụng vào ngành vô tuyến điện.
- Đo khoảng cách và định vị trí
- Trong y khoa để giải phẫu các tế bào.
- Hướng dẫn mục tiêu.
- Chụp ảnh toàn ký.

v.v.....

§§9. GIỚI THIỆU VỀ QUANG HỌC PHI TUYẾN.

Quang học khảo sát với các nguồn sáng thông thường (không phải là nguồn laser) được gọi là quang học tuyến tính. Các nguồn sáng thông thường này cho ta các chùm bức xạ với cường độ điện trường tương đối yếu (khoảng 10^3 V/cm) so với cường độ điện trường bên trong nguyên tử (từ 10^7 V/cm đến 10^9 V/cm). Khi các chùm tia bức xạ này truyền qua một môi trường thì sẽ tạo ra vectơ phân cực điện \vec{P} là một hàm tuyến tính theo điện trường \vec{E} của bức xạ truyền qua.

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \lambda \vec{E}(\vec{r}, t)$$

Trong môi trường đẳng hướng, χ là một vô hướng và được gọi là độ cảm điện môi tuyến tính của môi trường.

Trong một môi trường dị hướng tự nhiên, ta phải thay thế biểu thức trên bởi biểu thức tensor. Với một thành phần P_i của \vec{G} , ta có:

$$\bar{P}_i(\vec{\gamma}, t) = \lambda_{ij} E_j(\vec{\gamma}, t)$$

Trong đó λ_{ij} là các phân tử của một tensor cấp 2, gọi là tensor độ cảm điện môi tuyến tính.

Trong quang học tuyến tính, ta đã thấy các tính chất quang học của môi trường tùy thuộc vào tần số của bức xạ truyền qua và không tùy thuộc vào cường độ điện trường của bức xạ này.

Sau sự ra đời của bức xạ laser, với các chùm tia laser có cường độ điện trường khá mạnh (từ 105 V/cm tới 108 V/cm), xấp xỉ với cường độ điện trường bên trong nguyên tử. Người ta thấy các tính chất quang học của môi trường không những tùy thuộc vào tần số của bức xạ tương tác mà còn tùy thuộc cường độ điện trường của bức xạ này. Đồng thời ghi nhận được nhiều hiệu ứng quang học mới do sự tương tác của các chùm tới laser với môi trường. Từ đó, hình thành một ngành quang học mới, được gọi là quang học phi tuyến tính. Danh từ này bắt nguồn từ biểu thức phi tuyến tính giữa vectơ phân cực điện \vec{G} và điện trường \vec{E} . Ở đây ta có biểu thức tổng quát hơn giữa \vec{G} và \vec{E}

$$P_i = \sum_j \lambda_{ij}(\vec{E}) E_j$$

Trong đó tensor độ cảm điện môi λ_{ij} (phụ thuộc vào điện trường \vec{E}).

Khai triển $\lambda_{ij}(\vec{E})$ theo các lũy thừa của cường độ điện trường với sự gần đúng bậc nhất, ta có :

$$\lambda_{ij}(\vec{E}) = \lambda_{ij} + \sum_k \lambda_{ijk} E_k$$

Vậy ta có biểu thức phi tuyến tính giữa \vec{G} và \vec{E} như sau:

$$P_i = \sum_j \lambda_{ij} E_j + \sum_{jk} \lambda_{ijk} E_j E_k$$

Trong đó λ_{ij} là các phân tử của tensor độ cảm điện môi tuyến tính. λ_{ijk} là các phân tử của tensor độ cảm điện môi phi tuyến.

$$P_i^{(1)} = \sum_j \lambda_{ij} E_j \text{ là thành phần của vectơ phân cực tuyến tính.}$$

$$P_i^{(2)} = \sum_{j,k} \lambda_{ijk} E_j E_k \text{ là thành phần của vectơ phân cực phi tuyến.}$$

$$\text{Ta có} \quad P_i = P_i^{(1)} + P_i^{(2)}$$

§§10. SƠ LƯỢC VỀ MỘT SỐ HIỆU ỨNG QUANG PHI TUYẾN.

1. Sự phát sinh sóng hạ tần bậc hai (SHH).

Đó là hiện tượng khi chiếu vào môi trường một chùm laser có tần số ω (thì khi bức xạ ló ra khỏi môi trường, ta thấy xuất hiện thêm một bức xạ mới có tần số 2ω). Ta có thể thực hiện sự phát SHH bằng cách cho một chùm tia laser hồng ngọc có công suất trung bình (~ 10 kw) hội tụ vào mặt một bản tinh thể thạch anh. Trong ánh sáng ló, người ta thấy xuất hiện một bức xạ mới có bước sóng bằng một nửa bước sóng của laser hồng ngọc. SHH này, trong các thí nghiệm đầu tiên có cường độ rất yếu (≈ 1 miliwat).

Cần lưu ý là không phải mọi môi trường đều có khả năng phát SHH. Thí dụ không thể tạo ra sự phát SHH với một môi trường đẳng hướng hoặc với một tinh thể có tâm đối xứng nghịch đảo.

Lý thuyết và thực nghiệm cho thấy để làm tăng hiệu suất biến đổi từ sóng cơ bản (laser chiếu tới môi trường) thành SHH, người ta phải cho chùm tia laser (song song hoặc hội tụ yếu) đi qua một tinh thể theo một phương đặc biệt sao cho chiết suất của sóng cơ bản và của SHH bằng nhau. Điều kiện này được gọi là sự điều hợp chiết suất. Trong các thí nghiệm của nhóm Maker và Giordmaine thực hiện với tinh thể KDP (KH_2PO_4) và với laser hồng ngọc, người ta thấy phương đặc biệt này làm với trục quang học của tinh thể một góc (50°).

2. Sự phát sóng họa tần bậc ba (SHB).

Hiện tượng phát sóng họa tần bậc ba đã được thực hiện với calcit bởi nhóm nghiên cứu Terhune, sóng mới phát sinh có tần số gấp ba lần tần số bức xạ laser cơ bản.

3. Sự tổ hợp tần số.

Đây được coi là hiệu ứng biến đổi tổng quát hơn về tần số bức xạ do tương tác với môi trường.

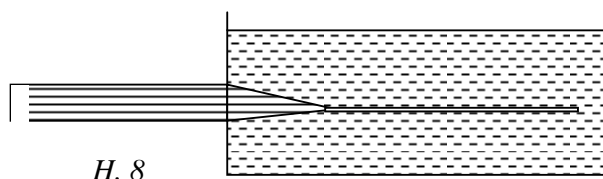
Các thí nghiệm đầu tiên về tổ hợp tần số đã được thực hiện trong tinh thể TGS (Triglycine Sulphate) ở nhiệt độ của N_2 lỏng với hai chùm tia laser có hiệu số bước sóng là ($= 8\lambda_0$, người ta ghi nhận được, ngoài các SHH, một bức xạ tổng tần ($(1 + 2)$

Người ta cũng thực hiện được các thí nghiệm trong đó ghi nhận được sự phát sinh của bức xạ hiệu tần ($\nu_1 - \nu_2$).

Các thí nghiệm trên được thực hiện lần đầu tiên năm 1962.

4. Sự hội tụ của chùm tia sáng.

Khi chiếu một chùm tia laser song song đi qua một môi trường, thí dụ CS_2 , chùm tia laser làm cho môi trường trở thành không đồng tính; chiết suất của môi trường tăng dần khi đi từ ngoài vào trung tâm chùm tia, khiến chùm tia laser bị hội tụ lại. Năng lượng của chùm tia thay vì bị tiêu tán như trường hợp thông thường, thì ở đây được tập trung lại trong một con kênh ánh sáng có tiết diện hẹp.



5. Sự biến mất giới hạn đỏ trong hiệu ứng quang điện.

Với các chùm tia laser có cường độ đạt tới giá trị đủ mạnh, hiệu ứng quang điện ngoài xảy ra với những tần số thấp hơn tần số ngưỡng.